

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS  
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA



Dissertação

**Título: Implicações fenomenológicas do processo de duplo espalhamento partônico no Grande Colisor de Hádrons**

**Edgar Yubert Huayra Paitan**

Pelotas, 2016



Edgar Yubert Huayra Paitan

**Implicações fenomenológicas do processo de duplo espalhamento  
partônico no Grande Colisor de Hádrons**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Victor Paulo Barros Gonçalves

Coorientador: Werner Krambeck Sauter

Pelotas, 2016



**Edgar Yubert Huayra Paitan**

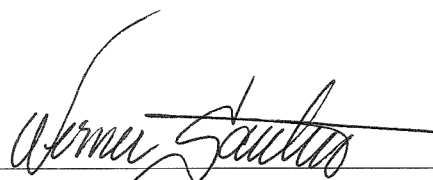
Título: Implicações fenomenológicas do processo de duplo espalhamento partônico no Grande Colisor de Hádrons

Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 29 de abril de 2016

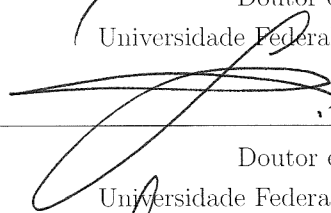
Banca examinadora:

Werner Krambeck Sauter (Orientador)



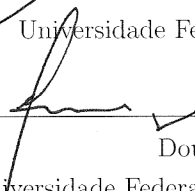
Doutor em Ciências  
Universidade Federal de Pelotas

Gustavo Gil da Silveira



Doutor em Ciências  
Universidade Federal de Pelotas

Luiz Fernando Mackedanz



Doutor em Ciências  
Universidade Federal de Rio Grande

*Aos meus pais e meu irmão*



## AGRADECIMENTOS

- Começo agradecendo ao meu orientador, Prof. Victor Paulo Barros Gonçalves, pelo incentivo ao longo do trabalho, pela confiança e apoio constante no desenvolvimento deste trabalho e pela ajuda em consultas de toda índole.
- Ao meu coorientador Prof. Werner Krambeck Sauter, pelas discussões enriquecedoras. Sua colaboração e presteza foram fundamentais no desenvolvimento deste trabalho.
- Aos meus amigos e/ou Professores do Grupo de Física de Partículas de Altas e médias Energias: Jean, Diego, Gabriela, Luan, Maurício, Gustavo, entre outros pelas discussões e pela ajuda durante estes dois anos.
- Aos colegas e amigos do Departamento de Física do IFM-UFPel, especialmente aos amigos que se formaram comigo, em 2016.
- A PPGFis por ter confiado em mim e a CAPES pelo apoio financeiro durante o mestrado.
- Aos meus amigos colombianos em Pelotas Johan, Cesar, João, Felipe, Viviana, Marcela entre outros, com os quais a convivência no Pelotas se tornou grata e enriquecedora a nível pessoal e intelectual. Agradeço especialmente a Yohana, pela constante alegria, e pelo apoio e força, principalmente nestes últimos semestre.
- A minha família, pelo amor, incentivo e apoio incondicional dedicados ao longo destes anos na minha jornada acadêmica.
- E, acima de tudo, a Deus.





## RESUMO

HUAYRA PAITAN, Edgar Yubert, **Implicações fenomenológicas do processo de duplo espalhamento partônico no Grande Colisor de Hádrons** 2016, 102p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2016.

Uma das principais fontes de informação sobre a estrutura dos hádrons são os processos de colisão entre partículas. Um exemplo clássico é o processo de espalhamento profundamente inelástico entre elétrons e prótons, o qual nos permite provar que os prótons são compostos por quarks e glúons, denominados coletivamente como pártons. Atualmente, nossa compreensão da matéria e de suas interações está sendo testada em colisões próton-próton no Grande Colisor de Hádrons (LHC) em um regime de altas energias. Diferentemente dos colisores anteriores, nos quais a seção de choque para a produção de um dado estado final pode ser determinada assumindo-se que a interação dominante se dá entre um párton do projétil com um párton do alvo (processos SPS), no LHC a ocorrência de processos de interação partônica dupla (processos DPS) entre dois pártons do projétil com dois pártons do alvo torna-se significativa e deve ser considerada devido a elevada luminosidade partônica no estado inicial da colisão. Nosso objetivo nesta dissertação é estudar as implicações fenomenológicas dos processos DPS considerando diferentes estados finais. Em particular, estimamos a produção dupla de diléptons, bósons de calibre, pares de quark pesados e de quarkonium em colisões próton-próton no LHC, bem como a produção mista destes diferentes estados finais. Nossos resultados demonstram que a contribuição do processos DPS é significativa quando o estado final é gerado a partir de interações partônicas envolvendo glúons no estado inicial e que estes processos podem ser estudados no LHC.

**Palavras Chave:** Duplo espalhamento partônico, Produção de partículas, Interação em altas energias



## ABSTRACT

HUAYRA PAITAN, Edgar Yubert, **Phenomenological implications of double parton scattering process in the Large Hadron Collider** 2016, 102p. Dissertation (Mester Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2016.

One of high the main sources of information about the hadron structure is the scattering processes between. One classic example is the deep inelastic scattering between electrons and protons, demonstrating that protons are made by quarks and gluons, denoted partons. Currently, our understanding about the matter and its interactions is being tested in proton-proton collisions at the Large Hadron Collider (LHC) in a range of energies. Differently from previous colliders, where the cross sections can be estimated assuming that the dominant interaction occurs between one parton of the projectile and one parton of the target, named Single Parton Scattering processes (SPS), in the LHC the contribution of double parton scattering (DPS) processes becomes no negligible due to the high parton luminosity in the initial state of the collision. Our goal in this dissertation is the study of the phenomenological implications of the double parton scattering processes (DPS) for different final states. In particular, we estimate the double production of dileptons, gauge boson, heavy quark pairs and quarkonium in proton-proton collisions at LHC, aswellas the mixed production of these different final states. Our results demonstrate that the contribution of the DPS processes is important when the final state is generated by partonic interactions with a gluon in the initial state and that these processes could be studied at the LHC.

**Key-words:** Double parton scattering, Particle production, Interaction at high energies



# SUMÁRIO

Pág.

## LISTA DE FIGURAS

## LISTA DE TABELAS

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>21</b>
<b>2</b>	<b>Conceitos Fundamentais e Colisões Hadrônicas</b>	<b>23</b>
2.1	A cromodinâmica quântica	23
2.2	Espalhamento profundamente inelástico	28
2.3	As equações de evolução partônica: DGLAP	36
2.4	Processos básicos	39
2.4.1	Processo Drell-Yan	41
2.4.2	Produção de bósons de calibre	46
2.4.3	O quarkônio e sua espectroscopia	49
2.5	Conclusão	57
<b>3</b>	<b>Processo Duplo Espalhamento Partônico</b>	<b>59</b>
3.1	Seção de choque DPS	59
3.2	Situação atual	63
3.3	Conclusão	65
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>67</b>
4.1	Resultados para o processo Drell-Yan	67
4.2	Resultados da produção de bóson de calibre	78
4.3	Resultados da produção de quark pesados e quarkonium	79
4.3.1	Resultados da produção de quark pesados	81
4.3.2	Resultados da produção de quarkonium	85
4.3.3	Resultados da produção mista de quarkonium e quarks pesados	88
4.4	Resultados da produção mista de quark pesados, quarkonium, $W^\pm$ e $Z^0$	91
4.5	Conclusões	94
<b>5</b>	<b>Conclusões</b>	<b>95</b>

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . . 97

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Blindagem de carga elétrica na QED [11]. . . . .	27
2.2 Blindagem de carga cor na QCD [11]. . . . .	27
2.3 Evolução da constante de acoplamento $\alpha_s(\mu = Q)$ [30]. . . . .	28
2.4 Processo profundamente inelástico lépton-núcleon intermediado por um bóson vetorial $V = \gamma^*, Z^0$ e $W^\pm$ . . . . .	29
2.5 Resultado de $F_2$ em função de $Q^2$ para diferentes valores de $x$ comparados aos dados providos pelas diferentes colaborações. As curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS mediante o uso da equação DGLAP [30]. . . . .	34
2.6 Espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons. . . . .	35
2.7 Exemplos negligenciados pelos pártons [3]. . . . .	37
2.8 Resolução da estrutura partônica via grandes transferências de momentum [11].	37
2.9 (a) Quark $q_j$ emite um glúon originando um quark $q_i$ . (b) Desdobramento de um glúon em um par $q_i\bar{q}_j$ . . . . .	38
2.10 (a) Quark $q_j$ emite um glúon. (b) Flutuação gluônica em um par de glúons. . .	38
2.11 Distribuições partônicas do grupo CTEQ [32]. . . . .	40
2.12 Distribuições gluônicas preditas pelas parametrizações CTEQ, GRV, MSTW e MSRT. . . . .	40
2.13 Os círculos representam os hádrons colisores com suas correspondentes dis- tribuições partônicas $f_{i,j}(x_{1,2})$ . O subprocesso partônico dá origem a seção de choque elemental, $\hat{\sigma}(\alpha_s)$ , em que os pártons interagentes portam frações de momentum $x_{1,2}P_{1,2}$ de seus respectivos hádrons, e após a colisão, hadronizam.	42
2.14 Representação do processo Drell-Yan. . . . .	42
2.15 Representação do diagrama de Feynman para o subprocesso $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ . . . .	44
2.16 Diagramas para o processo Drell-Yan em ordem seguinte a dominante . . . . .	47
2.17 Subprocessos da produção de bósons $W^\pm$ e $Z^0$ . . . . .	47
2.18 Família de charmonium e seus respectivos números quânticos [8]. . . . .	50
2.19 Família de bottomonium e seus respectivos números quânticos [8]. . . . .	51
2.20 Diagramas para fotoprodução $J/\psi$ via o modelo singlete de cor. . . . .	52
2.21 Predição da seção de choque diferencial para fotoprodução do $J/\psi$ em LO e NLO em função do momentum transversal em $\sqrt{s} = 100$ GeV comparada com os dados experimentais da colaboração H1 do HERA [43]. . . . .	53
2.22 Diagramas para fotoprodução do $J/\psi$ através de contribuições octeto de cor. .	54
2.23 Contribuições singlete de cor e octeto de cor para produção de $\psi$ em colisões $p\bar{p}$ no Tevatron ( $\sqrt{s} = 1,8$ TeV) comparado aos dados do detector CDF [39]. . .	55



2.24	Diagramas para a produção de quarks pesados. (a) Aniquilação de pares quark-antiquark ( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ ); (b), (c) e (d) Processos gluônicos ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ). . . . .	55
2.25	Predições em LO do CEM, mostradas com normalização arbitrária, com um fator $K = 2,2$ comparadas com dados do detector CDF [41]. . . . .	57
3.1	Representação da amplitude de espalhamento para o processo SPS (Figura à esquerda) e DPS (Figura à direita). . . . .	60
3.2	Seção de choque efetiva $\sigma_{eff}$ medida para diferentes colaborações [51]. . . . .	61
3.3	Razão entre DPDFs e PDFs para diferentes combinações de pares de pártons em uma função da fração de momentum $x_1$ para fixo $x_2$ e um valor fixo da escala dura $Q^2$ [26]. . . . .	62
3.4	Representação da produção dupla de um par de quarks charm e anticharm considerando os processos 2v2 (painel à esquerda) e processos 2v1 (centro e à direita) [56]. . . . .	64
3.5	Distribuição da rapidez do $c\bar{c}c\bar{c}$ para 7 TeV considerando os processos 2v2 e 2v1 [56]. . . . .	64
3.6	A relação medida pela colaboração do LHCb para $R_{C_1C_2} = \alpha' \frac{\sigma_{C_1} \times \sigma_{C_2}}{\sigma_{C_1C_2}}$ em comparação com a seção de choque medida no Tevatron [59]. . . . .	65
4.1	Distribuições de rapidez Drell-Yan em colisão $pp$ . Na figura (a) com $\sqrt{s} = 7$ TeV e na figura (b) com $\sqrt{s} = 14$ TeV. . . . .	68
4.2	Distribuições de massa invariante Drell-Yan em colisões $pp$ . Na figura (a) com $\sqrt{s} = 7$ TeV e na figura (b) com $\sqrt{s} = 14$ TeV. . . . .	69
4.3	Distribuição da seção de choque SPS com respeito à rapidez. . . . .	70
4.4	Distribuição da seção de choque SPS com respeito à massa invariante. . . . .	70
4.5	Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões $pp$ . Na figura (a) para $\sqrt{s} = 7$ TeV e na figura (b) para $\sqrt{s} = 14$ TeV. . . . .	71
4.6	Distribuição da rapidez da seção de choque diferencial DPS em colisões $pp$ para $\sqrt{s} = 14$ TeV e $\sqrt{s} = 7$ TeV . . . . .	72
4.7	Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões $pp$ para ALICE com $-1 < Y < 1$ . . . . .	73
4.8	Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões $pp$ para o detector ATLAS com $-3 < Y < 3$ . . . . .	73
4.9	Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões $pp$ para o detector LHCb com $2 < Y < 4.5$ . . . . .	74
4.10	Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões $pp$ para a aceitação dos detectores de ALICE, ATLAS, LHCb. Na figura (a) para $\sqrt{s} = 8$ TeV e na figura (b) para $\sqrt{s} = 13$ TeV. . . . .	74

4.11	Distribuição da rapidez da seção de choque diferencial DPS em colisões $pp$ para o intervalo da massa invariante de $2 \text{ GeV} < M_{1,2} < 100 \text{ GeV}$ . Na figura (a) para $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e na figura (b) para $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . . . . .	75
4.12	Produção de $l^+l^-$ no processo Drell-Yan SPS e no processo Drell-Yan DPS. . .	76
4.13	Exemplos de diagramas de Feynman para processos de espalhamento $uu \rightarrow W^+W^+dd$ via SPS (a) em ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^2\alpha_W^2)$ e (b-f) da ordem $\mathcal{O}(\alpha_W^4)$ , respectivamente. . . . .	77
4.14	Produção de $W^\pm$ e $Z^0$ no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). .	79
4.15	Produção de $W^\pm$ e $Z^0$ no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS) [16].	80
4.16	Na esquerda: produção de um par $Q\bar{Q}$ via o processo SPS. No centro: Produção de $Q\bar{Q}Q\bar{Q}$ via o processo SPS. Na direita: Produção de $Q\bar{Q}Q\bar{Q}$ via o processo DPS [19]. . . . .	80
4.17	Distribuição da massa invariante do processo $pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}X$ para energia de CM de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [19]. . . . .	82
4.18	Produção de $c\bar{c}$ com respeito a energia de CM no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb. . . . .	82
4.19	Histograma para a comparação do processo SPS no estado final ( $c\bar{c}$ ) entre o processo DPS no estado final ( $c\bar{c}c\bar{c}$ ). . . . .	83
4.20	Produção de $b\bar{b}$ com respeito a energia de CM no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb. . . . .	83
4.21	Produção mista de $c\bar{c}b\bar{b}$ com respeito a energia de CM no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb. . . . .	84
4.22	Histograma para a comparação do processo SPS no estado final ( $b\bar{b}$ ) entre o processo DPS no estado final ( $c\bar{c}b\bar{b}$ ). . . . .	84
4.23	Diagramas de Feynman típicos para a contribuição de $pp \rightarrow 2H + X$ em LO com $\alpha_s$ . Só são mostramos diagramas de fusão glúon-glúon, as linhas de quarks representam o quark charm ou bottom onde $H = J/\psi(\Upsilon)$ . . . . .	86
4.24	Seção de choque para a produção de pares de $J/\psi$ no processo DPS e SPS em função de cortes de rapidez [20]. . . . .	87
4.25	Produção de quarkonium $J/\psi$ com respeito a energia de CM no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb. . . . .	87
4.26	Produção de quarkonium $\Upsilon$ com respeito a energia de CM no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb. . . . .	88

4.27	Diagramas de Feynman característicos para a contribuição de $gg \rightarrow J/\psi + c + \bar{c}$ para QCD com $\alpha_s^4$ . . . . .	89
4.28	Produção mista de estados ligados com quarkonium $c\bar{c}J/\psi$ , $b\bar{b}\Upsilon$ , $c\bar{c}\Upsilon$ com respeito a energia de CM no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb. . . . .	90
4.29	Diagrama característico para a produção do Higgs via o processo SPS e back-ground no processo DPS. . . . .	91
4.30	Produção mista de estados ligados com bósons de calibre como são $c\bar{c}W^+$ , $c\bar{c}Z^0$ , $b\bar{b}W^+$ , $b\bar{b}Z^0$ com respeito a energia de CM no processo dupla (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb. . . . .	92
4.31	Produção mista de quarkonium com bósons de calibre como são $J/\psi W^+$ , $J/\psi Z^0$ , $\Upsilon W^+$ , $\Upsilon Z^0$ com respeito a energia de CM no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb. . . . .	93

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Interações fundamentais e partículas mediadoras . . . . .	23
2.2 Partículas do Modelo Padrão [29] . . . . .	24
2.3 Mésons abertos $D$ e $B$ [29]. . . . .	56
4.1 Seções de choque para a produção de pares de diléptons ( $l\bar{l}$ ) no LHC através do processo SPS e DPS. . . . .	77
4.2 Seções de choque para a produção de bósons de calibre massivos ( $W^\pm$ e $Z^0$ ) no LHC através do processo SPS e DPS. . . . .	79
4.3 Seções de choque para a produção de quarks pesados ( $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ ) no LHC através dos processos SPS e DPS. . . . .	85
4.4 Seções de choque para a produção de quarks pesados ( $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ ) no LHCb através dos processos SPS e DPS. . . . .	85
4.5 Seções de choque para a produção de quarkonium ( $J/\psi$ e $\Upsilon$ ) no LHC através dos processos SPS e DPS. . . . .	88
4.6 Seções de choque para a produção de quarkonium ( $J/\psi$ e $\Upsilon$ ) no LHCb através dos processos SPS e DPS. . . . .	88
4.7 Seções de choque para a produção mista entre quarks pesados ( $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ ) e quarkonium ( $J/\psi$ e $\Upsilon$ ) no LHC. . . . .	90
4.8 Seções de choque para a produção mista entre quarks pesados ( $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ ) e quarkonium ( $J/\psi$ e $\Upsilon$ ) no LHCb. . . . .	91
4.9 Seções de choque para a produção mista entre quarks pesados ( $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ ) e bósons ( $W^+$ e $Z^0$ ) no LHC. . . . .	92
4.10 Seções de choque para a produção mista entre quarks pesados ( $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ ) e bósons ( $W^+$ e $Z^0$ ) no LHCb. . . . .	93
4.11 Seções de choque para a produção mista entre quarkonium ( $J/\psi$ e $\Upsilon$ ) e bósons ( $W^+$ e $Z^0$ ) no LHC. . . . .	94
4.12 Seções de choque para a produção mista entre quarkonium ( $J/\psi$ e $\Upsilon$ ) e bósons ( $W^+$ e $Z^0$ ) no LHCb. . . . .	94



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

UFPel	–	Universidade Federal de Pelotas
QCD	–	Quantum Chromodynamics
QED	–	Quantum Electrodynamics
pQCD	–	perturbative Quantum Chromodynamics
DIS	–	Deep Inelastic Scattering
DY	–	Drell-Yan
DGLAP	–	Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli e Parisi
LO	–	Leading Order
GRV	–	Glück, Reya e Vogt
MRS	–	Martin, Roberts e Stirling
MRST	–	Martin, Roberts, Stirling e Thorne
CTEQ	–	Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD
HERA	–	Hadron-Electron Ring Accelerator
CERN	–	European Organization for Nuclear Research
CDF	–	The Detector Collider at Fermilab
FERMILAB, FNAL	–	Fermi National Accelerator Laboratory
LHC	–	Large Hadron Collider
MPI	–	Multi Parton Interaction
SPS	–	Single Parton Scattering
DPS	–	Double Parton Scattering
CM	–	Centro de Massa
ATLAS	–	A Toroidal LHC Apparatus
CMS	–	Compact Muon Solenoid
LHCb	–	Large Hadron Collider beauty
D0	–	DZero experiment
CSM	–	Color Singlet Model
COM	–	Color Octet Model
CEM	–	Color Evaporation Model
NRQCD	–	Non-Relativistic Quantum Chromodynamics
PDFs	–	Parton Distribution Functions
DPDFs	–	Double Parton Distribution Functions
CKM	–	Cabibbo, Kobayashi e Maskawa



## 1 Introdução

O Modelo Padrão estabelece que o átomo é constituído de elétrons e de um núcleo. Este núcleo é composto por hádrons (nêutrons e prótons) cujos constituintes são os quarks e glúons [1,2]. Existem 6 tipos de sabores de quarks: up(u), down(d), charm(c), strange(s), top(t) e bottom(b), para cada sabor de quark existe uma antipartícula denominada anti-quark. Cada sabor representa um número quântico que é conservado durante a interação forte. Os quarks podem se apresentar em três cores (vermelho, verde e azul) e cada cor tem sua anticor. Elas são conhecidas como carga de cor, que é um número quântico de quarks e glúons e está relacionada com a força forte. Sabemos que o próton é um hádron formado por três quarks de valência (uud) e um certo número de quarks de mar que os rodeiam. Os quarks de mar existem aos pares quark-antiquark e são produzidos pelos glúons radiados pelos quarks.

Um processo fundamental que nos possibilita a compreensão da estrutura do próton é denominado de espalhamento profundamente inelástico - DIS (Deep Inelastic Scattering) [3,4], o qual se dá no limite de altas energias. O DIS entre um elétron e um próton é descrito através da teoria das interações fortes chamada de Cromodinâmica Quântica (QCD), como sendo uma interação de um dos pártons constituintes do próton com o elétron. A QCD baseia-se em uma teoria de calibre com simetria local, descrita pelo grupo de calibre SU(3), e os quarks se transformam sob este grupo como um tripleto de campos fermiônicos. As duas propriedades mais importantes deste grupo de simetria da QCD são a liberdade assintótica e o confinamento. A constante de acoplamento da QCD,  $\alpha_s$ , é solução da equação do grupo de renormalização [1,2,5].

Numa interação hadrônica, diferentes estados finais podem ser gerados como, por exemplo, o processo Drell-Yan [1,6], a produção de bósons massivos [7], a produção de quarks pesados [8] e de quarkonium [8]. A seção de choque destes processos pode ser descrito pela fatoração colinear [3,9], que é um procedimento no qual a seção de choque é escrita numa convolução de dois termos: um obtido via técnicas perturbativas (sendo calculável) e o outro via técnicas não perturbativas, que são as funções de distribuição partônica (PDFs) [10,11].

O conteúdo de quarks e glúons no interior dos hádrons é descrito por PDFs, as quais nos dão a probabilidade de encontrar um quark ou glúon com uma fração de momentum do hádron para uma dada escala de resolução  $Q^2$ . As PDFs em altas energias não são completamente determinadas pela QCD perturbativa (pQCD), apenas a sua evolução na escala de  $Q^2$  pode ser determinada. Por isso, as PDFs são normalmente obtidas através de análises globais dos dados do DIS e de processos relacionados. A análise global con-



siste em utilizar dados experimentais de vários processos, juntamente com as equações DGLAP (Dokshitzer [12], Gribov e Lipatov [13], Altarelli e Parisi [14]), que descrevem a evolução partônica com a escala de resolução  $Q^2$ . Assim, é possível encontrar um conjunto de distribuições partônicas universal que se ajuste aos dados existentes e que possa prever outros observáveis físicos de interesse [10, 11]. Existem diversos grupos utilizando diferentes técnicas para definir as parametrizações para as PDFs, porém, neste trabalho, iremos utilizar a parametrização proposta pela CTEQ (The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD) [15].

A técnica de cálculo da seção de choque para a produção de dilétons no processo Drell-Yan, bóson  $W^\pm$  ou  $Z^0$ , quarks pesados, ou quarkonium em ordem dominante (Leading order - LO), assume que somente uma interação dura ocorre por colisão [7]. Este mecanismo é chamado espalhamento partônico simples (SPS). Correções de ordem superior (Next to leading order - NLO) para estes processos já foram estudados. Em geral, as correções de ordem superior não mudam significativamente os observáveis, onde as contribuições são suprimidas por potências de  $(\alpha_s)$ . Portanto, a contribuição da produção de dois bósons [16, 17], dois pares de dilétons [18], dois pares de quarks pesados [19] ou dois quarkonium [20] através do processo SPS são suprimidas, por potências da constante de acoplamento forte e/ou eletrofraca. Com o aumento da energia de centro de massa (CM) da colisão hadrônica, tem-se o crescimento no número de pártons incidentes e, consequentemente, a probabilidade de dois ou mais espalhamentos duros ocorrerem em uma mesma colisão. O caso particular em que dois pártons de um hádron interagem com dois pártons do outro hádron denomina-se processo de duplo espalhamento partônico (DPS) [21–28].

Nesta dissertação iremos revisar o impacto da produção de dilétons no processo Drell-Yan, produção de bósons de calibre massivo  $W^\pm$  e  $Z^0$ , quarks pesados e quarkonium em colisões hadrônicas no Grande Colisor de Hádrons (LHC) considerando os processos de duplo espalhamento partônico (DPS). Nosso projeto visa estimar a contribuição deste processo na região cinemática dos experimentos ATLAS, CMS e LHCb no LHC considerando medições em energias de CM de 7 TeV, 8 TeV, 13 TeV e 14 TeV.

Esta dissertação está organizada como segue: no capítulo 2 estudamos os conceitos básicos da Física de Partículas para entender a estrutura partônica do hádron, e depois vamos estudar as interações hadrônicas. No capítulo 3 iremos apresentar os conceitos básicos envolvidos na descrição do processo DPS. No capítulo 4 apresentamos nossos resultados obtidos considerando os processos SPS e DPS. Finalizando, apresentamos no capítulo 5 nossas conclusões e perspectivas.

## 2 Conceitos Fundamentais e Colisões Hadrônicas

Neste capítulo iremos apresentar os conceitos básicos da Física de Partículas. Abordando desde as partículas que integram o Modelo Padrão com suas respectivas interações até diferentes processos de espalhamento simples que podem ser descritos pela fatorização colinear, como são os processos de produção de dilépton (processo Drell-Yan) e de bósons de calibre massivos  $W^\pm$  e  $Z^0$ , de quarks pesados e de quarkonium.

### 2.1 A cromodinâmica quântica

A matéria é composta de quarks e léptons conjuntamente com suas respectivas anti-partículas, as quais interagem pela troca de partículas mediadoras, denominados bósons de calibre. A natureza das forças que fundamentam todas as interações são: eletromagnética, gravitacional, nuclear forte e fraca. Nas quais são caracterizadas através dos entes físicos: campo, carga e bóson vetorial, conforme mostra na Tabela. 2.1.

Interações Fundamentais		
Campos	Carga	Bósons mediadores
Eletromagnética	Carga	Fóton
Gravitacional	Massa	Gráviton
Forte	Cor	Glúons
Fraco	Sabor	$W^\pm$ e $Z^0$

Tabela 2.1 - Interações fundamentais e partículas mediadoras

O conjunto de partículas elementares e forças fundamentais, exceto a gravitacional, formam o Modelo Padrão das partículas elementares [1], que descreve todas as partículas elementares atualmente conhecidas e suas interações [2]. Na Tabela 2.2, pode-se ver as partículas constituintes no Modelo Padrão, os mediadores das interações e suas diferentes características que fornecem a identidade de tais partículas.

Um dos ingredientes do Modelo Padrão é a Eletrodinâmica Quântica (QED), teoria quântica de campos que descreve as interações eletromagnéticas entre férmions portadores de carga elétrica, sendo o fóton a partícula intermediária responsável pelas interações. Também constitui o Modelo Padrão, a QCD, teoria quântica de campos que nos permite calcular a propagação e interação dos quarks e glúons, que portam carga de cor.

A QED e QCD possuem diferenças cruciais. A QED está embasada no grupo  $U(1)$ , onde há somente um tipo de carga com os fótons não interagindo entre si, pois são eletricamente neutros. Por outro lado, a QCD está fundamentada no grupo não abeliano

		Partícula		Massa (GeV)	Cargas		
					Elétrica	Isospin	Cor(tipos)
F É R M I O N S	Léptons	$\nu_e$	neutrino do elétron	$< 10^{-8}$	0	+1/2	0
		$e$	elétron	0,000511	-1	-1/2	0
		$\nu_\mu$	neutrino do múon	$< 0,0002$	0	+1/2	0
		$\mu$	múon	0,1057	-1	-1/2	0
		$\nu_\tau$	neutrino tau	$< 0,02$	0	+1/2	0
		$\tau$	tau	1,7769	-1	-1/2	0
	Quarks	$u$	up	0,0023	2/3	+1/2	3
		$d$	down	0,0048	-1/3	-1/2	3
		$c$	charm	1,2750	2/3	+1/2	3
		$s$	strange	0,0950	-1/3	-1/2	3
		$t$	top	174,60	2/3	+1/2	3
		$b$	bottom	4,6600	-1/3	-1/2	3
BÓSONS	$\gamma$	fóton	0	0	0	0	
	$Z^0$	bóson Z	91,1876	0	0	0	
	$W^\pm$	bóson W	80,385	$\pm 1$	$\pm 1$	0	
	$g$	glúon	0	0	0	8	
	$H$	higgs	125,09	0	0	0	

Tabela 2.2 - Partículas do Modelo Padrão [29]

SU(3), no qual há um grau de liberdade denominado carga de cor. A carga de cor dos quarks pode ser de três tipos: vermelho, verde e azul, conjuntamente com as anticores para os antiquarks. Além disso, as partículas mediadoras dos quarks na interação forte, os glúons, são objetos bicolores, tendo oito deles e que podem interagir entre si.

A carga da interação forte, a cor, surgiu de uma inconsistência entre teoria e análise experimental. Exemplificando, o hádron  $\Delta^{++}$  é formado por três quarks  $u$  e tem spin 3/2, sendo todos alinhados paralelamente. Porém, quarks são férmions e, pelo Princípio da Exclusão de Pauli, não podem existir três férmions idênticos ocupando o mesmo estado quântico. Para solucionar o problema, foi proposto ao quark um número quântico adicional, a cor, que deve assumir três valores. Experimentalmente, os quarks e glúons não podem ser detectados diretamente, somente detectam-se os hádrons sem cor [2], estabelecendo o estado singlete de cor do grupo SU(3).

Para uma análise perturbativa da QCD para qualquer processo, se faz necessário o uso das regras de Feynman para descrever as interações entre quarks e glúons. As regras de Feynman podem ser derivadas da densidade Lagrangiana da QCD, escrita como [1, 2]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{classico} + \mathcal{L}_{gauge-fixa} + \mathcal{L}_{fantasma}, \quad (2.1)$$

em que a expressão para a densidade Lagrangeana clássica é dada por:

$$\mathcal{L}_{classico} = \mathcal{L}_{qqg} + \mathcal{L}_{gg}, \quad (2.2)$$

onde  $\mathcal{L}_{qqg}$  contém as interações quark-glúon e  $\mathcal{L}_{gg}$  contém as interações glúon-glúon.

A Lagrangiana que descreve as interações quark-glúon é

$$\mathcal{L}_{qqg} = \sum_{sabores} \bar{q}_a [i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu (t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C) - m] q_b, \quad (2.3)$$

onde os espinores  $\bar{q}_a, q_b$  representam os quarks, sendo  $a, b$  o índice de cor (o índice espinorial foi suprimido), podendo ser representado como

$$q_a = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Também temos que  $\gamma_\mu$  são as matrizes de Dirac e  $\mathcal{A}_\mu^C$  são os campos gluônicos, indexados por um índice de cor  $C (C = 1, 2, \dots, 8)$  e outro de Lorentz  $\mu$ . Cada campo gluônico interage com os quarks, sendo a interação proporcional a uma das matrizes geradoras do grupo SU(3),  $t_{ab}^C$ . Uma representação para os geradores do grupo SU(3) envolve as oito matrizes de Gell Mann  $\lambda^A$ , as quais são hermitianas e de traço nulo. Os quarks e os glúons pertencem às representações fundamental e adjunta do grupo de cor SU(3), respectivamente, cujas matrizes geradoras ( $t^A$ ) e de cor ( $T^A$ ) são definidas por

$$[t^A, t^B] = if^{ABC} t^C; \quad [T^A, T^B] = if^{ABC} T^C; \quad (T^A)_{BC} = -if^{ABC}. \quad (2.5)$$

A outra parte da densidade Lagrangiana clássica é puramente gluônica,

$$\mathcal{L}_{gg} = -\frac{1}{4} F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta}, \quad (2.6)$$

onde o tensor  $F_{\alpha\beta}^A$  derivado do campo de glúons  $\mathcal{A}_\alpha^A$  é

$$F_{\alpha\beta}^A = \partial_\alpha \mathcal{A}_\beta^A - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha^A - g_s f^{ABC} A_\alpha^B A_\beta^C, \quad (2.7)$$

em que os índices A, B e C somam sobre os oito campos gluônicos,  $f^{ABC}$  são as constantes de estrutura da QCD, antissimétricas sob a troca de índices, e  $g_s$  é a constante de acoplamento forte. O termo não Abelianiano  $g_s f^{ABC} A_\alpha^B A_\beta^C$  é responsável por uma das diferenças significativas entre QCD e QED, este dá origem aos vértices de três e quatro glúons da QCD. Logo, a interação quark-glúon se dá via o termo  $\bar{q}_a g_s \gamma^\mu t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C q_b$

e as interações gluônicas são advindas do termo contido em  $F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta}$ , dando origem as interações três e quatro campos gluônicos.

Os demais termos da densidade Lagrangiana da QCD,  $\mathcal{L}_{gauge-fixa}$  e  $\mathcal{L}_{fantasma}$ , são introduzidos para fixar a arbitrariedade dos campos de glúons e eliminar problemas matemáticos resultantes da teoria não Abelianas, respectivamente. Por não serem essenciais nesta dissertação, não serão aqui discutidos. Para maiores detalhes veja em [1, 2].

## Liberdade assintótica e confinamento

Uma das principais diferenças entre QED e QCD é a blindagem de cargas. Na QED, um elétron pode emitir um fóton que, subsequentemente, flutua em um par elétron-pósitron, o qual podem emitir um fóton e o processo se repete novamente. Logo, tal elétron é envolto por uma nuvem de pares  $e^-e^+$  que blinda a carga elétrica do elétron original. A Figura 2.1 mostra o comportamento da constante de acoplamento da QED com relação a energia. Conforme a energia do fóton é enaltecida, isto implica em um menor comprimento de onda e, conseqüentemente, num maior poder de resolução, e o fóton prova menor estrutura da nuvem que circunda o elétron. Portanto, a blindagem torna-se menos efetiva e a constante de acoplamento é intensificada. Já para um fóton pouco energético, com grande comprimento de onda, ou seja, pequena resolução espacial, a blindagem apresenta-se acentuada e a constante de acoplamento decresce.

Situação análoga ocorre na QCD, em que um quark é envolto por uma nuvem de pares quark-antiquark advinda da flutuação de glúons. Entretanto, há uma configuração adicional onde glúons flutuam em outros glúons, e afetam substancialmente o comportamento da constante de acoplamento  $\alpha_s$  das interações fortes. A Figura 2.2 mostra o comportamento de  $\alpha_s$  com a energia, e o resultado é oposto à QED. À medida que se aumenta a energia do glúon de prova, torna-se menos provável este encontrar a carga do quark, uma vez que a constante de acoplamento apresenta pequena magnitude. Por outro lado, para um glúon de baixa energia,  $\alpha_s$  é enaltecida. Isto caracteriza a antiblindagem presente na QCD. Neste cenário, ocorre outro efeito, onde o quark original pode emitir glúons e modificar a sua cor. Logo, a carga de cor não se encontra localizada em um lugar definido no espaço. Esta é difusamente espalhada devido à emissão e absorção de glúons.

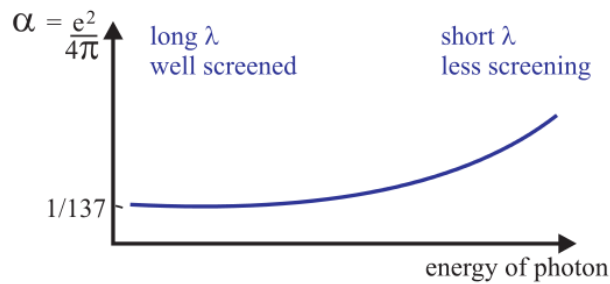
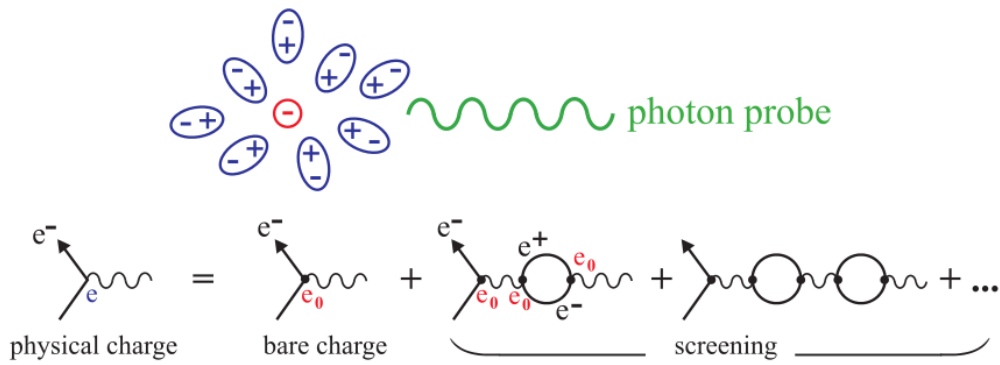


Figura 2.1 - Blindagem de carga elétrica na QED [11].

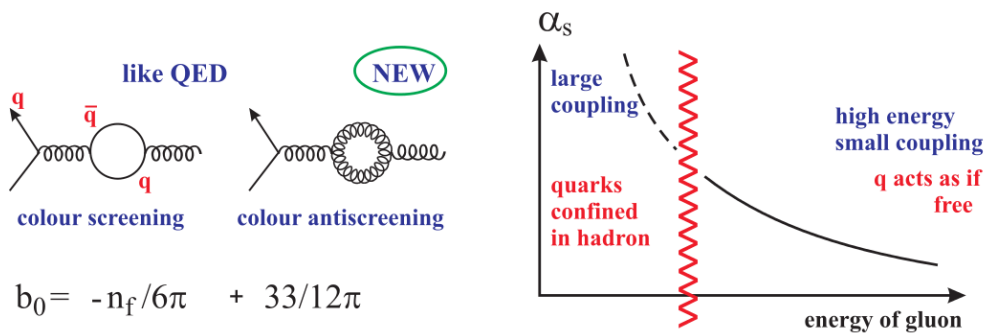


Figura 2.2 - Blindagem de carga cor na QCD [11].

A constante de acoplamento da QCD é dada, em ordem mais baixa, por [11, 30]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (2.8)$$

onde  $b = \frac{(33-2n_f)}{12\pi}$  e  $n_f$  é o número de sabores dos quarks. A constante  $\Lambda_{QCD}$  é um parâmetro da QCD com valor em torno a 200 MeV. A constante de acoplamento é avaliada em  $Q^2$ , que é um dado valor de escala de energia. A Figura 2.3 ilustra o comportamento de  $\alpha_s$ , comparado com valores obtidos em vários experimentos. Com o aumento da energia,

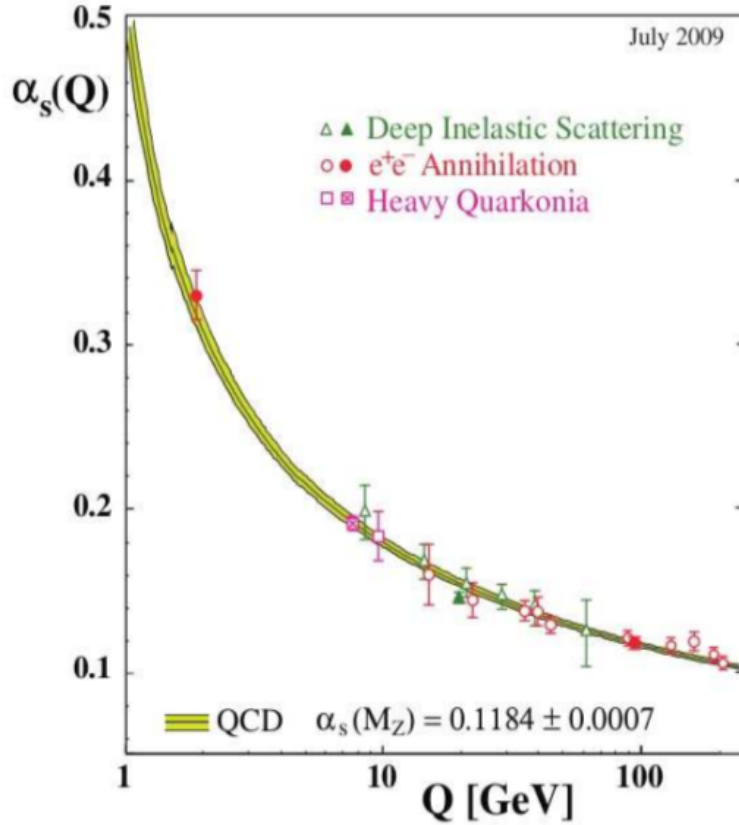


Figura 2.3 - Evolução da constante de acoplamento  $\alpha_s(\mu = Q)$  [30].

a constante de acoplamento decresce com a potência inversa de  $\log(Q^2)$ , caracterizando a liberdade assintótica. Neste regime de pequenas distâncias os quarks e glúons são assintoticamente livres. Isto justifica o emprego de teoria de perturbação para o cálculo das amplitudes de espalhamento no regime de altas energias, em que  $\alpha_s(Q^2)$  é suficientemente pequena. Para baixas energias ou longas distâncias, a constante de acoplamento cresce, sendo a interação enaltecida, e a QCD perturbativa não pode mais ser empregada. Desta forma, não podemos tratar os quarks como livres. Isto sugere o regime do confinamento, onde os quarks não podem ser detectados isoladamente, mas apenas confinados nos hádrons, que não apresentam cor efetiva (estados singleto de cor).

## 2.2 Espalhamento profundamente inelástico

No regime de altas energias, a estrutura hadrônica pode ser investigada através do processo de espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-núcleon. Tal processo ocorre devido a interação eletromagnética e fraca do lépton com o núcleon, conforme a Figura 2.4. Estas interações ocorrem por meio da troca de bósons de calibre  $\gamma^*$ ,  $Z^0$  para corrente neutra e  $W^\pm$  para corrente carregada. O lépton no estado final é do mesmo tipo

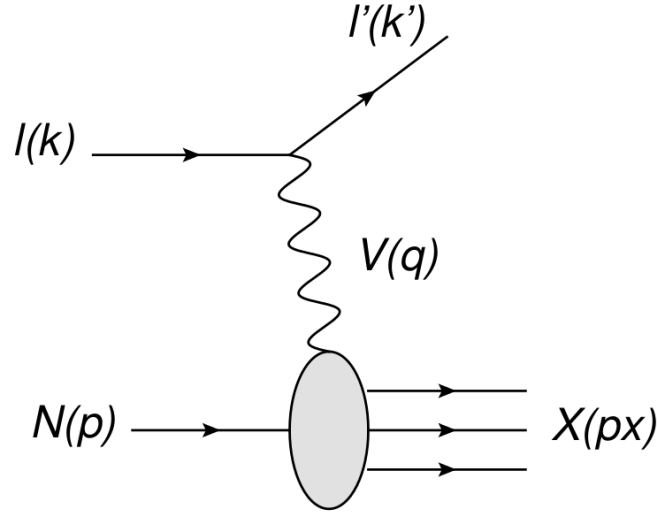


Figura 2.4 - Processo profundamente inelástico lépton-núcleon intermediado por um bóson vetorial  $V = \gamma^*, Z^0$  e  $W^\pm$ .

que o inicial no caso de corrente neutra, enquanto que estes são diferentes para o caso de corrente carregada. Logo, o DIS pode ser representado como

$$l(k)N(p) \rightarrow l'(k')X(p_X), \quad (2.9)$$

onde os quadrimomenta  $k = (E, \vec{p})$  e  $k' = (E', \vec{p}')$  representam, respectivamente, os léptons incidente e espalhado,  $p$  o quadrimomentum do núcleon e  $X$  o estado hadrônico final, constituído de muitas partículas com quadrimomentum  $p_X$  e massa invariante  $W$ . Quando somente o lépton no estado final é detectado, o processo é dito inclusivo, ao passo que ao medir um estado final presencial como os mésons  $J/\psi, \Upsilon, \dots$ , o processo é dito semi-inclusivo.

As variáveis cinemáticas usuais do processo são:

► Virtualidade ou momentum transferido:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2. \quad (2.10)$$

A variável  $q$  representa o momentum portado pelo bóson vetorial, portanto, a troca de momento no processo. A grandeza  $Q^2 = -q^2$  está relacionada com a escala de energia no qual a constituição hadrônica está sendo testada.

► Quadrado da energia do CM lépton-núcleon:

$$s = (k + p)^2, \quad (2.11)$$



que caracteriza a energia disponível para colisão lépton-núcleon.

► Energia do CM bóson-núcleon:

$$W^2 = (p + q)^2. \quad (2.12)$$

Esta quantidade é igual ao quadrado da massa invariante do estado hadrônico final  $X$ .

► Energia do bóson mediador da interação:

$$\nu = \frac{p \cdot q}{m_N} = E - E', \quad (2.13)$$

que define o quão energético é o bóson trocado na interação no referencial de repouso do núcleon, em que  $m_N$  é a massa do hádron.

► Inelasticidade:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}, \quad (2.14)$$

que representa a quantidade de energia transferida entre o lépton e o núcleon no referencial de repouso do núcleon.

O processo é dito profundo, pois  $Q^2 \gg m_N^2$ , assim o bóson penetra no arranjo hadrônico, e é caracterizado inelástico devido a  $W^2 \gg m_N^2$ , fragmentando o núcleon.

Consideremos o DIS elétron-próton mediado pela troca de um fóton virtual. O quadrado da amplitude de espalhamento não-polarizada mediada sobre os spins é dada por

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{e^4}{Q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} 4\pi m_N, \quad (2.15)$$

em que  $L_{\mu\nu}$  é o tensor leptônico, descrito completamente pela QED. Este é calculado pelas regras de Feynman da QED, e em ordem dominante assume a seguinte forma [2]

$$L_{\mu\nu} = 2(k_\mu k'_\nu + k'_\nu k_\mu - k \cdot k' g_{\mu\nu}). \quad (2.16)$$

Por outro lado,  $W^{\mu\nu}$  é o tensor hadrônico que deve conter toda a informação sobre a interação bóson-nucleon e sua forma é desconhecida. Contudo, podemos expressá-lo em termos de uma parametrização envolvendo os quadri-vetores  $q$  e  $p$  pertencentes ao seu vértice. Este é um invariante de Lorentz e sua forma mais geral adquire a seguinte estrutura [2]

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{m_N^2} p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{m_N^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{m_N^2} (p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu), \quad (2.17)$$

onde não foi incluído um fator  $W_3$  destinado para as interações fracas. Da conservação de corrente no vértice hadrônico, temos que

$$q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0, \quad (2.18)$$

resultando em

$$W_5 = -W_2 \left( \frac{q \cdot p}{q^2} \right); W_4 = W_2 \left( \frac{q \cdot p}{q^2} \right)^2 + W_1 \frac{m_N^2}{q^2}. \quad (2.19)$$

Então, o tensor hadrônico pode ser expresso em termos de duas das funções de estrutura

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left( -g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{m_N^2} \left( p^\mu - \frac{q \cdot p}{q^2} q^\mu \right) \left( p^\nu - \frac{q \cdot p}{q^2} q^\nu \right). \quad (2.20)$$

Os  $W_s$  são funções escalares invariantes de Lorentz e são medidas experimentalmente devido ao desconhecimento do vértice hadrônico, impossibilitando uma previsão teórica.

No sistema do laboratório, a seção de choque diferencial inclusiva para o espalhamento inelástico elétron-próton é dada por

$$d\sigma = \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{F} \frac{d^3\vec{k}'}{2E'(2\pi)^3}, \quad (2.21)$$

em que  $F = 4Em_N$  é o fluxo inicial de partículas. Esta pode ser expressa em termos das funções de estrutura  $W_1(\nu, Q^2)$  e  $W_2(\nu, Q^2)$ , resultando em

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha_{EM}^2 E'^2}{Q^4} \left[ 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) + W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (2.22)$$

sendo  $\alpha_{EM}$  a constante de acoplamento da QED e  $\theta$  o ângulo de espalhamento do lépton em relação a direção de incidência do feixe. Logo, o resultado anterior pode ser reescrito na forma

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha_{EM}^2 E'}{Q^4 E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (2.23)$$

A seção de choque (2.22) pode ser expressa em função dos invariantes cinemáticos de Lorentz  $x$  e  $y$ :

$$y = \frac{\nu}{E}, \quad x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \quad (2.24)$$

no qual  $x$  é a variável adimensional de Bjorken. Consequentemente, temos que [3]

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi m_N E \alpha_{EM}^2}{Q^4} \left[ xy^2 m_N W_1(\nu, Q^2) + \nu W_2(\nu, Q^2) \left( 1 - y - \frac{xy m_N}{2E} \right) \right]. \quad (2.25)$$

Definindo as funções de estrutura adimensionais como

$$F_1(x, Q^2) = m_N W_1(\nu, Q^2), \quad (2.26)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(\nu, Q^2), \quad (2.27)$$

e desprezando a massa do núcleon, uma vez que estamos interessados no cenário de altas energias,  $\sqrt{s} \gg m_N$ , logo

$$\frac{xy m_N}{2E} \approx 0, \quad (2.28)$$

a expressão (2.25) fica

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{8\pi m_N E \alpha_{EM}^2}{Q^4} [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y)F_2(x, Q^2)]. \quad (2.29)$$

A equação (2.29) pode ser rescrita em termos da variável de Bjorken e de virtualidade  $Q^2$ , no qual resulta

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi \alpha_{EM}^2}{x Q^4} [y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y)F_2(x, Q^2)]. \quad (2.30)$$

Para medir  $F_1$  e  $F_2$  simultaneamente como função de  $x$  e  $Q^2$ , necessitamos de experimentos em diferentes valores de  $\sqrt{s}$ . Entretanto, pode-se determinar isoladamente  $F_1$  ou  $F_2$  ao selecionar para  $\sqrt{s}$  fixo eventos com grande ou pequena inelasticidade, respectivamente. A Figura 2.5 mostra resultados experimentais para função de estrutura  $F_2(x, Q^2)$  em diferentes valores de  $x$ , comparados aos dados das colaborações H1, ZEUS, BCDMS, E665 e NMC, e as curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS usando as equações DGLAP.

## Modelo de pártons

Em 1969, Bjorken fez a predição que, no limite  $\nu \rightarrow \infty$  e  $Q^2 \rightarrow \infty$  com  $x = \frac{Q^2}{2m_N \nu}$  fixo, as funções de estrutura dependeriam apenas de  $x$ , o que indicaria que o fóton estaria interagindo com as constituintes pontuais da estrutura hadrônica, denominado de pártons [3, 31]. Então, sob estas hipóteses, podemos escrever

$$F_i(x, Q^2) \rightarrow F_i(x); \quad i = 1, 2. \quad (2.31)$$

Como consequência, a interação inelástica lépton-núcleon em grande  $Q^2$  pode ser expressa como a soma das probabilidades da interação elástica do fóton com os quarks, conforme mostrado na Figura 2.6. Portanto, a seção de choque total inelástica lépton-núcleon é a soma da seção de choque elástica lépton-párton

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) \frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2}, \quad (2.32)$$

em que  $f_q(\xi)$  é a probabilidade de encontrarmos o quark no próton com fração de momentum  $\xi$  do mesmo. A soma é feita sobre todos os pártos constituintes do núcleon, e assim, temos que o número de pártos do núcleon é dado por

$$N_q = \int_0^1 f_q(\xi) d\xi. \quad (2.33)$$

A conservação de momentum implica em

$$\sum_q \int_0^1 \xi f_q(\xi) d\xi = 1. \quad (2.34)$$

Da interação fóton-quark temos a relação

$$m_q^2 = (\xi p + q)^2, \quad (2.35)$$

sendo  $m_q$  a massa do quark, no qual resulta

$$\xi = \left(1 + \frac{m_q^2}{Q^2}\right) x. \quad (2.36)$$

Para o regime de altas energias,  $Q^2 \gg m_q^2$ , é possível desprezar a massa do quark, obtendo o seguinte resultado

$$\xi = x. \quad (2.37)$$

Devido a conservação de momento no processo elástico bóson-párton, identificamos  $\xi$  como a variável cinemática adimensional de Bjorken. Logo, esta pode ser interpretada como a fração de momentum do núcleon carregada pelo párton interagente. A amplitude

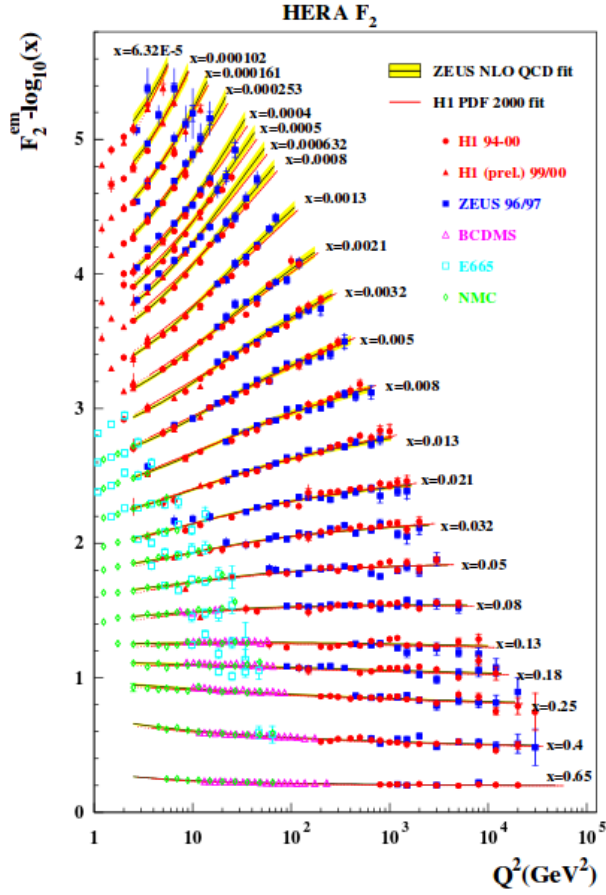


Figura 2.5 - Resultado de  $F_2$  em função de  $Q^2$  para diferentes valores de  $x$  comparados aos dados providos pelas diferentes colaborações. As curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS mediante o uso da equação DGLAP [30].

de espalhamento fóton-quark pode ser escrita em termos das variáveis de Mandelstam

$$s = (k + p)^2 \approx 2k \cdot p \approx 2k' \cdot p', \quad (2.38)$$

$$t = (k - k')^2 \approx -2k \cdot k' \approx -2p \cdot p', \quad (2.39)$$

$$u = (k - p')^2 \approx -2k \cdot p' \approx -2k' \cdot p, \quad (2.40)$$

sendo expressa por

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = 2e^4 e_q^2 \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} \right), \quad (2.41)$$

em que  $e_q$  é a fração da carga do quark em unidades da carga fundamental  $e$ . No referencial de CM, a seção de choque é dada por

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{\alpha_{EM}^2 e_q^2}{2s} \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} \right), \quad (2.42)$$

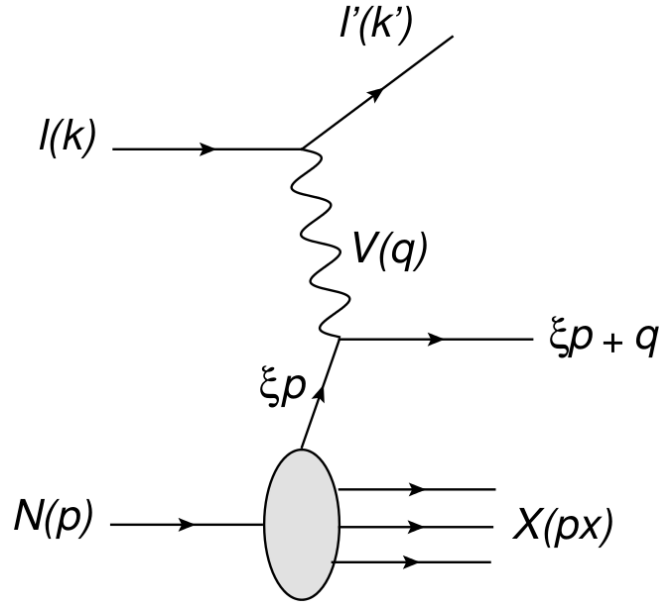


Figura 2.6 - Espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons.

onde  $\Omega$  é o ângulo sólido de espalhamento do párton. Em função das variáveis de Mandelstam do subprocesso fóton-quark

$$\hat{s} = xs, \quad (2.43)$$

$$\hat{u} = xu, \quad (2.44)$$

$$\hat{t} = t, \quad (2.45)$$

a expressão (2.42) fica

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha_{EM}^2 e_q^2}{Q^4} [1 + (1-y)^2] \delta(x - \xi). \quad (2.46)$$

Usando (2.46) escrevemos a seção de choque dada em (2.32) como

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) e_q^2 \frac{x}{2} [1 + (1-y)^2] \delta(x - \xi). \quad (2.47)$$

Comparando com a fórmula geral (2.30) obtida no DIS, rescrita de forma conveniente

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \left\{ \frac{y^2}{2} (2xF_1(x, Q^2) - F_2(x, Q^2)) + \frac{1}{2} [1 + (1-y)^2] F_2(x, Q^2) \right\}, \quad (2.48)$$

resulta que

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) x e_q^2 \delta(x - \xi) = \sum_q e_q^2 x f_q(x), \quad (2.49)$$

confirmando o escalamento de Bjorken para as funções de estrutura dimensionais. A relação  $F_2(x) = 2xF_1(x)$  é conhecida como relação de Callan-Gross [2], advinda da suposição que os pártons que interagem com o fóton possuem spin fracionário  $\frac{1}{2}$ .

Experimentalmente, através da regra de soma de momentum, verifica-se que os quarks e antiquarks portam metade do momento total do próton

$$\sum_q \int_0^1 \xi [q(\xi) + \bar{q}(\xi)] d\xi \approx 0,5, \quad (2.50)$$

sugerindo que a metade restante do momento seja portada por pártons que não possuem carga elétrica, associando estes aos glúons

$$\sum_q \int_0^1 \xi g(\xi) d\xi \approx 0,5. \quad (2.51)$$

Esta é a primeira evidência indireta dos glúons, que não são detectados diretamente, pois são eletricamente neutros e portam carga de cor.

### 2.3 As equações de evolução partônica: DGLAP

O modelo de pártons ignora que quarks podem emitir glúons que, por sua vez, podem flutuar em pares quark-antiquark, denominados de quarks de mar. A Figura 2.7 ilustra alguns diagramas negligenciados [3]. Segundo a QCD, estas flutuações formam uma nuvem que envolve os quarks de valência dos hádrons, responsáveis por sua espectroscopia. Porém, esta não é alterada, pois os números quânticos de pares de partículas e antipartículas se cancelam.

A QCD prediz que a quantidade de pártons num dado espalhamento também depende da virtualidade  $Q^2$ , quebrando o escalamento das distribuições partônicas. A Figura 2.5 mostra que para menores valores de  $x$  o escalamento de Bjorken para a função de estrutura  $F_2$  é violado. Quanto maior for a virtualidade, maior a probabilidade de encontrar um párton portando menor fração de momento  $x$  do hádron. No regime de altas energias os glúons dominam esta região cinemática chamada região de pequeno  $x$ . A Figura 2.8 mostra que quanto mais intensa for a transferência de momentum, menor o comprimento de onda do fóton virtual e, portanto, maiores detalhes da estrutura hadrônica são sondados.

Via QCD,  $F_2$  é função de  $x$  e  $Q^2$ , mas a dependência em  $Q^2$  é de ordem logarítmica, e a

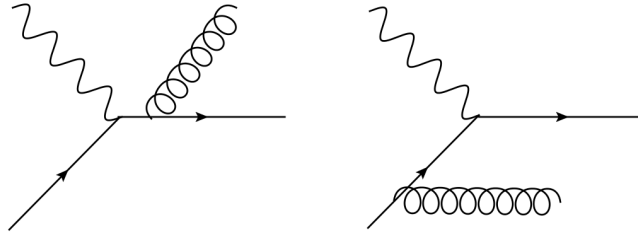


Figura 2.7 - Exemplos negligenciados pelos pártons [3].

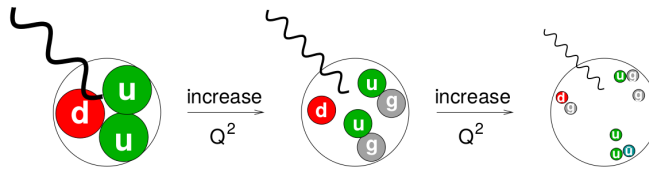


Figura 2.8 - Resolução da estrutura partônica via grandes transferências de momentum [11].

violação do escalamento de Bjorken é uma assinatura da emissão de glúons.

A evolução em  $Q^2$  pode ser tratada de forma perturbativa e o resultado são as equações de evolução DGLAP, que são um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas.

A equação de evolução DGLAP para a distribuição de quarks  $f_{qi}$ , em que  $i$  denota o sabor dos quarks, é dada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_{qi}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ f_{qi}(y, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{y} \right) \right], \quad (2.52)$$

onde  $P_{qq} \left( \frac{x}{y} \right)$  e  $P_{qg} \left( \frac{x}{y} \right)$  são as funções de desdobramento e  $g(y, Q^2)$  é a distribuição de glúons. A função de desdobramento  $P_{qq} \left( \frac{x}{y} \right)$  representa a probabilidade que um quark de sabor  $i$  e fração de momentum  $x$  seja originado via emissão de um glúon por um quark de sabor  $j$  e fração de momentum  $y$ . A  $P_{qg} \left( \frac{x}{y} \right)$  representa a probabilidade que um quark de sabor  $i$  e momentum  $x$  seja originado a partir da flutuação de um glúon de fração de momentum  $y$  de um par  $q_i \bar{q}_j$ . A Figura 2.9 ilustra os diagramas que originam estas funções de desdobramento.

A equação de evolução DGLAP para a distribuição de glúons é dada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \sum_i f_{qi}(y, Q^2) P_{gq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{y} \right) \right], \quad (2.53)$$



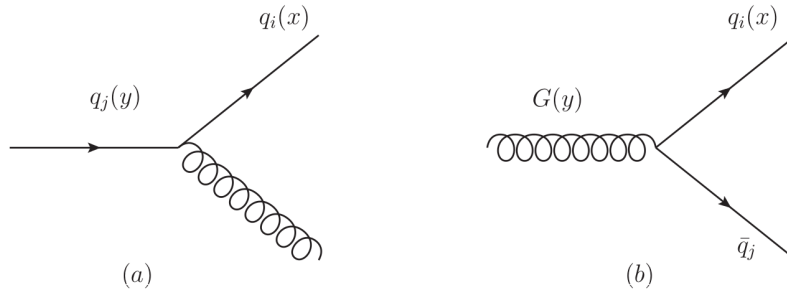


Figura 2.9 - (a) Quark  $q_j$  emite um glúon originando um quark  $q_i$ . (b) Desdobramento de um glúon em um par  $q_i\bar{q}_j$ .

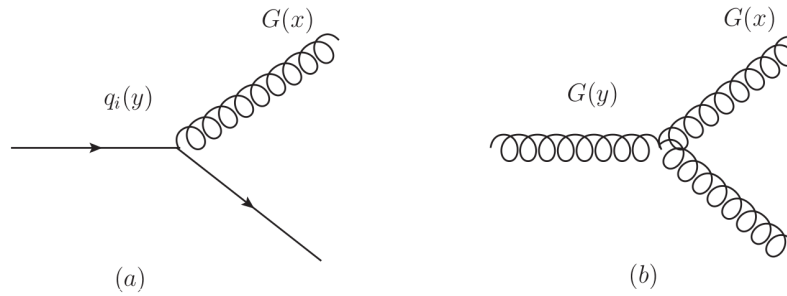


Figura 2.10 - (a) Quark  $q_j$  emite um glúon. (b) Flutuação gluônica em um par de glúons.

onde a soma sobre  $i$  contempla todos os sabores de quarks e antiquarks. Um glúon de momentum  $x$  pode surgir a partir de um quark de sabor  $i$  e fração de momentum  $y$ , sendo a probabilidade dada por  $P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)$ , ou a partir de um glúon de momentum  $y$  via o vértice de três glúons, com a probabilidade dada por  $P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)$ . Estes processos de desdobramento estão ilustrados na Figura 2.10.

As equações DGLAP somente permitem determinar a evolução das distribuições partônicas, mas não predizem as condições iniciais. Estas são de natureza não perturbativa, devendo ser determinadas a partir de dados experimentais.

### Parametrizações das distribuições nucleares de pártons

Para prever os observáveis físicos resultantes de um processo hadrônico, há necessidade do conhecimento sobre as distribuições partônicas do hádron [10]. Ao solucionar as equações DGLAP para um determinado  $Q^2$ , é obtida a evolução das distribuições partônicas. Um método amplamente utilizado para a determinação destas distribuições é o da análise global de dados.

## Análise global de dados

O método da análise global consiste no uso de dados experimentais de vários processos físicos, conjuntamente com as equações de evolução partônicas, a fim de extrair um conjunto de distribuições partônicas universais que tenham melhor adequação aos dados existentes. Os processos usualmente utilizados na análise global são: DIS, Drell-Yan, produção de jatos, entre outros, em que o maior número de observáveis físicos é incluído para restrição das diferentes distribuições partônicas, uma vez que diferentes processos fornecem informações de distintas distribuições partônicas em diferentes regiões cinemáticas. Um típico procedimento para a análise global segue os passos descritos abaixo [11]

- Desenvolver um programa que resolva as equações DGLAP de evolução numericamente;
- Escolher um conjunto de dados experimentais que melhor restrinja as distribuições partônicas;
- Selecionar o esquema de fatorização e optar por um conjunto consistente de escalas de fatorização para todos os processos;
- Especificar uma condição inicial, evoluir as distribuições partônicas, vincular os parâmetros e ajustar os dados.

Existem diversos grupos (como GRV/GJR, MSTW, MRST, CTEQ) que, de modo distinto, parametrizam as distribuições partônicas do núcleon. Aqui, consideramos as parametrizações do grupo CTEQ [15], onde sua escala inicial é  $Q_0 = 1,3 \text{ GeV}$ . Distribuições de pártons com diferentes sabores na parametrização CTEQ são exibidas na Figura 2.11. Podemos observar a evolução da estrutura nucleônica: em  $x \approx 1/3$ , os quarks de valência dominam a estrutura hadrônica, onde observa-se os picos nas distribuições dos quarks  $u$  e  $d$ . À medida que  $x$  diminui, os quarks de mar originados de flutuações de glúons superam a quantidade de quarks de valência. A Figura 2.12 apresenta uma comparação da distribuição gluônica predita por diversos grupos como conteúdo de glúons sendo dominante para pequeno  $x$ . A diferença é notável em pequeno  $x$  ( $x < 10^{-2}$ ), região cinemática dominada por glúons. Este resultado se deve ao fato dos diferentes pressupostos adotados por estes grupos e a escassez de dados experimentais que vinculem esta distribuição.

## 2.4 Processos básicos

A estrutura hadrônica é investigada no limite de altas energias através de processos de espalhamento. O processo DIS lépton-núcleon é o processo mais simples, pois neste

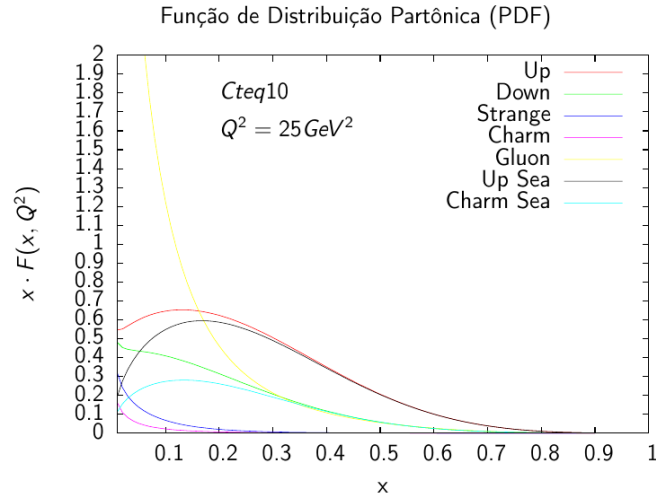


Figura 2.11 - Distribuições partônicas do grupo CTEQ [32].

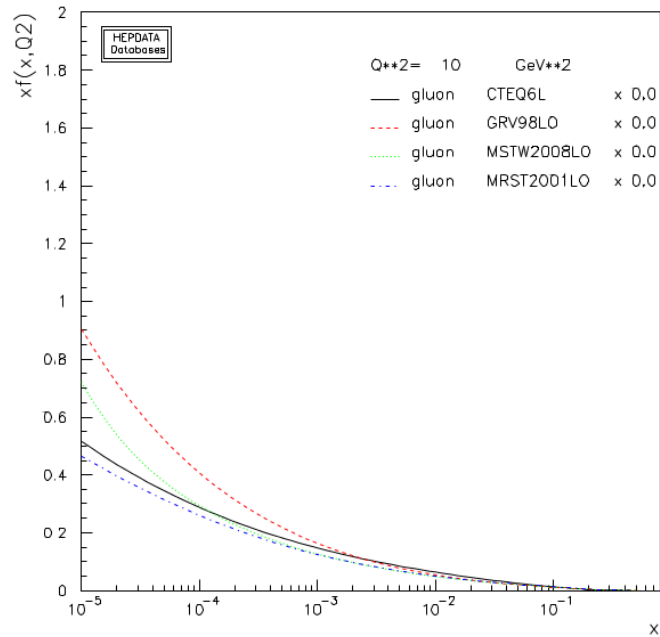


Figura 2.12 - Distribuições glúnicas previstas pelas parametrizações CTEQ, GRV, MSTW e MSRT.

processo temos apenas uma partícula com subestrutura. Entretanto, também podemos estudar a interação forte através de colisões entre hádrons. Os processos hadrônicos podem ser descritos em termos da fatorização colinear, a qual assume que os partons são colineares aos hádrons [3, 9]. Além disso, a fatorização colinear prediz que a seção de choque para a produção de um dado estado final  $X$  (por exemplo, quarks pesados, jatos, Drell-Yan,  $Z$ ,  $W$ , Higgs, entre outros) pode ser expressa em termos das distribuições partônicas dos hádrons incidentes e da seção de choque para o subprocesso partônico.

## Fatorização colinear

Fatorização é um procedimento no qual a seção de choque pode ser escrita como a convolução de dois termos: a seção de choque para o espalhamento entre pártons, obtida via técnicas perturbativas da QCD, com as densidades partônicas, que contêm informações não perturbativas [3]. Em outras palavras, separa-se as dinâmicas de longas e curtas distâncias nas expressões para as seções de choque. Logo, a essência da fatorização colinear é a separação entre o regime perturbativo (processos duros) e o não perturbativo (processos macios).

Na fatorização colinear, considera-se que os pártons são colineares aos núcleons aos quais pertencem, não portando momentum transversal [9] e pode ser empregada em colisões hadrônicas. O processo de espalhamento entre dois hádrons é descrito pelo espalhamento duro entre quarks e glúons, que são seus constituintes. A seção de choque para os processos iniciados por dois hádrons com quadrimomentum  $P_1$  e  $P_2$  é escrita como [7]

$$\sigma(h_1, h_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 \int dx_2 f_{i/h_1}(x_1, Q^2) f_{j/h_2}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{i,j}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2), \quad (2.54)$$

onde os índices 1 e 2 referem-se aos hádrons  $h_1$  e  $h_2$ , respectivamente. As frações de momentum que os pártons interagentes carregam são  $p_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2}$  e a escala característica do espalhamento é representada por  $Q$ . Esta pode ser, por exemplo, a massa de quarks pesados ou o momentum transversal de um jato produzido. Esta escala deve ser grande o suficiente para possibilitar a expansão perturbativa em séries de potências da constante de acoplamento  $\alpha_s(Q^2)$ . As funções  $f_{i,j}(x_{1,2}, Q^2)$  são as distribuições partônicas, que contém informação não perturbativa sobre a quantidade de cada constituinte do hádron numa dada escala. As funções  $\hat{\sigma}_{ij}[p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2]$ , são as seções de choque para o espalhamento duro entre os pártons interagentes de tipo  $i$  e  $j$ . A Figura 2.13 apresenta uma visão esquemática da separação entre as partes perturbativa e não perturbativa em uma colisão hadrônica. Após a interação dura entre os pártons, estes sofrem o processo não perturbativo da hadronização, dando origem a hádrons no estado final.

### 2.4.1 Processo Drell-Yan

A produção de diléptons (pares de lépton e antilépton) com grande massa invariante ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ ) em colisões hadrônicas fornece informações sobre a estrutura dos hádrons. A detecção experimental de diléptons com grande massa invariante em colisões hadrônicas determinou alguns fatos importantes na Física de Partículas. Em particular, a detecção dos estados quarkonium (estados ligados de quarks pesados [8]) ocorreu através de seu decaimento em diléptons. Este decaimento aparece superposto a um contínuo de

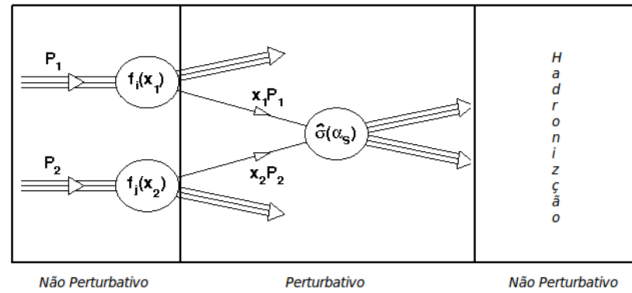


Figura 2.13 - Os círculos representam os hádrons colisores com suas correspondentes distribuições partônicas  $f_{i,j}(x_{1,2})$ . O subprocesso partônico dá origem a seção de choque elementar,  $\hat{\sigma}(\alpha_s)$ , em que os pártons interagentes portam frações de momentum  $x_{1,2}P_{1,2}$  de seus respectivos hádrons, e após a colisão, hadronizam.

produção de diléptons, o qual foi teoricamente antecipado em 1970, sendo conhecido como processo Drell-Yan (Figura 2.14). O processo Drell-Yan nos fornece uma conexão com as distribuições de quarks e antiquarks dos hádrons. Este processo, se refere a produção de diléptons a partir da aniquilação de dois pártons em uma colisão entre dois hádrons. No referencial de momentum infinito, este processo em ordem dominante é a aniquilação de um par de quark e antiquark num bóson neutro virtual (fóton ou Z) que cria o dilépton (Figura 2.14). Assim, ele apenas envolve vértices de interação da QED no caso do fóton e vértices eletrofracos no caso de bóson Z.

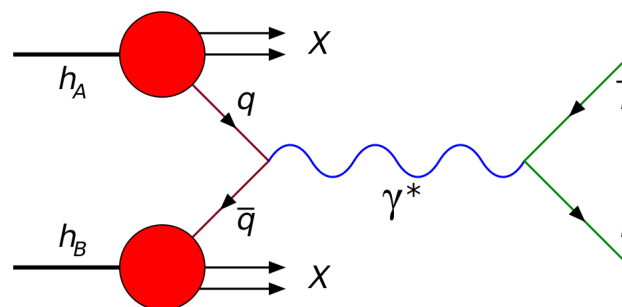


Figura 2.14 - Representação do processo Drell-Yan.

O lépton criado pode ser um elétron ( $e$ ) ( $m_e = 0,51$  MeV), múon ( $\mu$ ) ( $m_\mu = 105$  MeV) ou tau ( $\tau$ ) ( $m_\tau = 1777$  MeV). Além do par de lépton-antilépton, existe um resíduo  $X$  formado a partir dos outros pártons presentes nos hádrons incidentes, e como o lépton não interage fortemente, ele não é afetado pelo resíduo  $X$ . Para o caso em que a massa

invariante do dilépton  $M$  for muito menor do que a massa do bóson  $Z$  ( $m_Z = 91$  GeV), o bóson virtual que intermedia o processo Drell-Yan pode ser considerado apenas como o fóton.

### Seção de choque para o processo Drell-Yan

Como pártons não são observados livremente na natureza, devemos considerar que os quarks participantes do subprocesso da Figura 2.14 originam-se de hádrons que colidem. Neste caso, um quark (ou antiquark) oriundo de um hádron, se aniquila com um antiquark (ou quark) do outro hádron, representado na Figura 2.14.

A seção de choque para este processo é expressa de forma fatorizada da seguinte maneira [1, 6, 33]

$$\sigma_{(h_A h_B \rightarrow l^+ l^-)} = \frac{1}{3} \sum_{i=u,d,s,c,b,t} \int_0^1 \int_0^1 [\bar{q}_i(x_1, \mu^2) q_i(x_2, \mu^2) + q_i(x_1, \mu^2) \bar{q}_i(x_2, \mu^2)] \times \hat{\sigma}_{(q_i \bar{q}_i \rightarrow l^+ l^-)} dx_1 dx_2, \quad (2.55)$$

onde a seção de choque está em termos de: um fator  $1/3$  que diz a probabilidade de aniquilação dos quarks ( $q\bar{q}$ ), multiplicação das distribuições partônicas e da seção de choque do subprocesso de aniquilação ( $q\bar{q} \rightarrow l^+ l^-$ ), onde  $x_1, x_2$  são as frações de momentum longitudinal.

A fim de determinar a seção de choque para o subprocesso  $q\bar{q} \rightarrow l^+ l^-$ , deve-se inicialmente definir algumas variáveis cinemáticas do processo. O referencial escolhido será o do centro de momentum do sistema de um "hádron - ( $h_A$ )" mais um "hádron - ( $h_B$ )". Desconsiderando a massa dos quarks e dos léptons, os momenta dos pártons são  $p_1 = x_1 P_1$  e  $p_2 = x_2 P_2$ , respectivamente.

A energia do centro de momentum do sistema  $h_A$  e  $h_B$  ao quadrado é

$$s = (P_1 + P_2)^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 \cdot P_2. \quad (2.56)$$

No limite de altas energias, as massas dos hádrons podem ser desconsideradas ( $P_1^2 = P_2^2 \cong 0$ ), e então temos

$$s = 2P_1 \cdot P_2. \quad (2.57)$$

Similarmente, a energia do centro de momentum do sistema párton1 (q-quark) e párton2

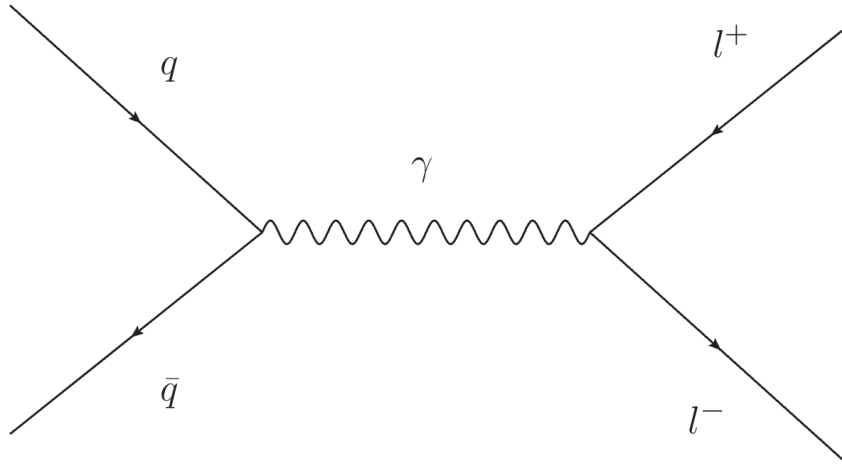


Figura 2.15 - Representação do diagrama de Feynman para o subprocesso  $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ .

( $\bar{q}$ -antiquark) ao quadrado é:

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2. \quad (2.58)$$

Usando que  $p_1 = x_1 P_1$  e  $p_2 = x_2 P_2$  e considerando que no limite de altas energias  $P_1^2 = P_2^2 \cong 0$ , obtém-se

$$\hat{s} = x_1 x_2 (2P_1 \cdot P_2) = x_1 x_2 s. \quad (2.59)$$

A seção de choque do subprocesso pode ser calculada perturbativamente em qualquer ordem. Em LO a seção de choque do subprocesso  $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$  é obtida a partir da QED. O diagrama de Feynman para este subprocesso é mostrado na Figura 2.15, sendo os  $p_3$  e  $p_4$  os momenta dos léptons. A amplitude de espalhamento pode ser obtida a partir da aplicação das regras de Feynman [1, 6, 34] e é dada por

$$M = \bar{u}(p_4)(ie\gamma^\mu)v(p_3) \left[ \frac{-ig_{\mu\nu}}{(p_1 + p_2)^2} \right] \bar{v}(p_2)(ie_{q_i}\gamma^\nu)u(p_1), \quad (2.60)$$

onde  $u$  e  $v$  são os espinores das partículas e das antipartículas, respectivamente. Como  $e_{q_i} = \epsilon_i e$ , onde  $\epsilon_i$  é a fração de carga do quark, temos

$$M = \frac{i\epsilon_i e^2}{\hat{s}} \bar{u}(p_4)\gamma^\mu v(p_3)\bar{v}(p_2)\gamma_\mu u(p_1). \quad (2.61)$$

Fazendo a média sobre os spins iniciais e somando sobre os spins finais, além de tomar o

quadrado do módulo da amplitude, temos

$$\overline{M}^2 = \frac{1}{4} \sum_{spin} M^2, \quad (2.62)$$

e, portanto,

$$\overline{M}^2 = \frac{1}{4} \sum_{spin} M^2 = \frac{\epsilon_i^2 e^4}{4\hat{s}^2} 8[2(p_1 \cdot p_3)2(p_2 \cdot p_4) + 2(p_1 \cdot p_4)2(p_2 \cdot p_3)]. \quad (2.63)$$

As variáveis de Mandelstam ficam:

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \cong 2p_1 \cdot p_2 \cong 2p_3 \cdot p_4, \quad (2.64)$$

$$\hat{t} = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \cong -2p_1 \cdot p_4 \cong -2p_2 \cdot p_3, \quad (2.65)$$

$$\hat{u} = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \cong -2p_1 \cdot p_3 \cong -2p_2 \cdot p_4, \quad (2.66)$$

o que implica:

$$\overline{M}^2 = \frac{2\epsilon_i^2 e^4}{\hat{s}^2} [\hat{u}^2 + \hat{t}^2]. \quad (2.67)$$

Então, a seção de choque diferencial não-polarizada para este processo será dado por

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{\hat{s}^2} \overline{M}^2 = \frac{\epsilon_i^2 e^4}{8\pi\hat{s}^4} [\hat{u}^2 + \hat{t}^2]. \quad (2.68)$$

Agora, a seção de choque total será dada por

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\hat{t}} d\hat{t} = \frac{\epsilon_i^2 e^4}{8\pi\hat{s}^4} \int d\hat{t} [\hat{u}^2 + \hat{t}^2]. \quad (2.69)$$

Com os limites de integração sendo determinados por

$$\hat{t} = (p_1 - p_4)^2 = -2E_1 E_2 (1 - \cos \theta), \quad (2.70)$$

e como

$$E_1 = E_2 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2},$$

então temos

$$\hat{t} = -\frac{\hat{s}}{2} (1 - \cos \theta).$$



Logo, tem-se

$$\begin{aligned}\theta = 0^\circ &\longrightarrow \hat{t} = 0, \\ \theta = 180^\circ &\longrightarrow \hat{t} = -\hat{s}.\end{aligned}$$

Além disso, como  $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$  temos então que

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} \cong 0 \implies \hat{u} = -(\hat{t} + \hat{s}). \quad (2.71)$$

Portanto, na seção de choque tem-se

$$\sigma = \frac{\epsilon_i^2 e^4}{8\pi \hat{s}} \int_{-\hat{s}}^0 d\hat{t} [\hat{t}^2 + (\hat{t} + \hat{s})^2]. \quad (2.72)$$

Conseqüentemente, a seção de choque total é dada por

$$\sigma = \frac{\epsilon_i^2 e^4}{12\pi \hat{s}}, \quad (2.73)$$

e usando que  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ , tem-se

$$\sigma_{(q\bar{q} \rightarrow l^+ l^-)} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2 \epsilon_i^2}{\hat{s}}, \quad (2.74)$$

onde  $\hat{s} = M^2$  é o quadrado da massa invariante do par de diléptons ou do fóton virtual.

Usando a equação (2.74) e uma parametrização para as PDFs, podemos estimar a seção de choque Drell-Yan em ordem dominante. Além da ordem dominante, os diagramas representados na Figura 2.16 contribuem com uma correção à expressão da seção de choque da equação (2.55). Tais correções alteram de forma significativa a magnitude da seção de choque, sendo usualmente incluídas multiplicando a expressão LO por um fator constante  $K$ , da ordem de 2. Como um dos objetivos deste trabalho é estimar a contribuição DPS em relação SPS, iremos assumir  $K = 1$  no que segue.

#### 2.4.2 Produção de bósons de calibre

A previsão crucial do Modelo Padrão é a existência de bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  mediadoras da interação fraca. Experimentos em colisões  $p\bar{p}$  no CERN permitiram comprovar experimentalmente as previsões teóricas sobre eles com alta precisão. A produção de bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  são alguns dos processos mais analisados em Física de Partículas que permite determinar importantes aspectos da estrutura hadrônica.

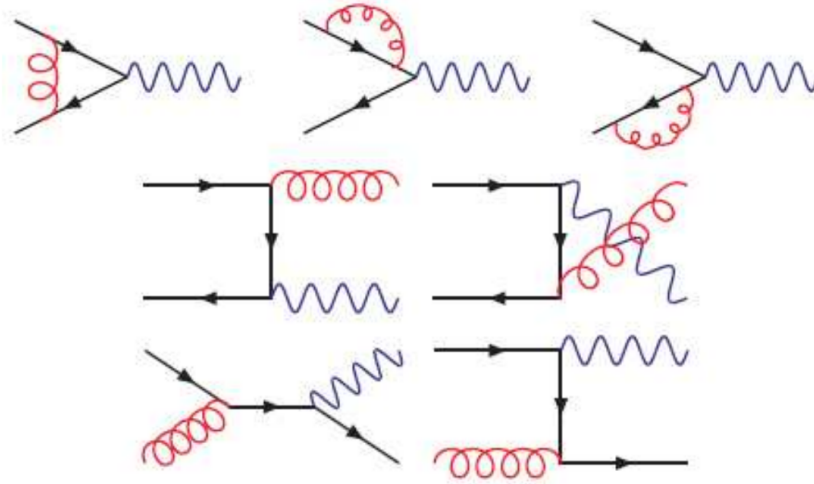


Figura 2.16 - Diagramas para o processo Drell-Yan em ordem seguinte a dominante

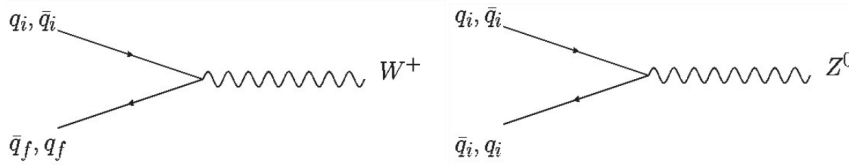


Figura 2.17 - Subprocessos da produção de bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$ .

### Seção de choque a produção de bósons de calibre

Os bósons de calibre  $W^\pm$  e  $Z^0$ , mediadores da interação fraca, são produzidos, normalmente, em um colisor hadrônico através da interação entre um quark e um antiquark, similarmente ao processo Drell-Yan. O quark está associado a um próton e o antiquark a outro, como podemos ver na Figura 2.17, onde estão representados os subprocessos básicos em LO. A expressão geral para determinarmos a seção de choque para a produção dos bóson  $W^\pm$  e  $Z^0$  é dada por

$$\sigma_{AB \rightarrow W/Z} = \sum_{a,b} \int dx_a \int dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow W/Z}, \quad (2.75)$$

onde  $\sigma_{AB \rightarrow W/Z}$  é a seção de choque para o espalhamento partônico,  $x_a(b)$  são as frações de momentum carregadas pelos pártons  $a(b)$  ao colidirem com os hádrons  $A(B)$  e  $f_{a/A}(x_a, Q^2)$  e  $f_{b/B}(x_b, Q^2)$  são as funções de distribuições partônicas para os sabores  $a$  e  $b$ , respectivamente. A virtualidade  $Q$  está relacionada com a escala de fatorização  $\mu_F$  e aqui assumimos que  $\mu_F = M_{W/Z}$ .

A seção de choque diferencial em colisões  $pp$  para a produção de  $W^+$  é [7]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pp \rightarrow W^+ X) = & \frac{2\pi G_f}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ |V_{ud}|^2 [u(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)u(x_2)] \\ & + |V_{us}|^2 [u(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)u(x_2)] + |V_{cs}|^2 [c(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)c(x_2)] \\ & + |V_{cd}|^2 [c(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)c(x_2)] + |V_{ub}|^2 [u(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)u(x_2)] \\ & + |V_{cs}|^2 [c(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)c(x_2)] \}, \end{aligned} \quad (2.76)$$

e de  $W^-$  é

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pp \rightarrow W^- X) = & \frac{2\pi G_f}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ |V_{ud}|^2 [\bar{u}(x_1)d(x_2) + d(x_1)\bar{u}(x_2)] \\ & + |V_{us}|^2 [\bar{u}(x_1)s(x_2) + s(x_1)\bar{u}(x_2)] + |V_{cs}|^2 [\bar{c}(x_1)s(x_2) + s(x_1)\bar{c}(x_2)] \\ & + |V_{cd}|^2 [\bar{c}(x_1)d(x_2) + d(x_1)\bar{c}(x_2)] + |V_{ub}|^2 [\bar{u}(x_1)b(x_2) + b(x_1)\bar{u}(x_2)] \\ & + |V_{cs}|^2 [\bar{c}(x_1)b(x_2) + b(x_1)\bar{c}(x_2)] \}, \end{aligned} \quad (2.77)$$

e para  $Z^0$  é

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dY}(pp \rightarrow Z^0 X) = & \frac{2\pi G_f}{3\sqrt{2}} x_1 x_2 \times \{ g_u^2 [u(x_1)\bar{u}(x_2) + \bar{u}(x_1)u(x_2) \\ & + c(x_1)\bar{c}(x_2) + \bar{c}(x_1)c(x_2)] + g_d^2 [d(x_1)\bar{d}(x_2) + \bar{d}(x_1)d(x_2) \\ & + s(x_1)\bar{s}(x_2) + \bar{s}(x_1)s(x_2) + b(x_1)\bar{b}(x_2) + \bar{b}(x_1)b(x_2)] \}, \end{aligned} \quad (2.78)$$

onde incluímos as contribuições entre quarks do tipo valência-mar e mar-mar. No caso que estamos considerando LO, não há contribuições do tipo valência-valência. As constantes  $g_u^2$  e  $g_d^2$  são, respectivamente,

$$g_u^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{32}{9} \sin^4 \theta_w \right), \quad (2.79)$$

$$g_d^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{8}{9} \sin^4 \theta_w \right), \quad (2.80)$$

onde  $G_F = 1,166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  é a constante de acoplamento de Fermi e  $|V_{ij}|$  é a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [7] que contém a informação necessária sobre a probabilidade de um quark mudar de sabor através da interação fraca. As frações de momentum partônicas,  $x_1$  e  $x_2$ , são relacionadas com a variável cinemática rapidez  $Y$  através das equações

$$x_1 = \frac{M_{W/Z}}{\sqrt{s}} e^Y, \quad x_2 = \frac{M_{W/Z}}{\sqrt{s}} e^{-Y}, \quad (2.81)$$

sendo  $M_{W,Z}$  as massas dos bósons  $W$  e  $Z$ , medidas em  $M_W = 80,385$  GeV e  $M_Z = 91,188$  GeV [29]. Os limites inferiores e superiores da rapidez  $Y$  variam entre  $-\ln(\sqrt{s}/M_{W,Z})$  e  $\ln(\sqrt{s}/M_{W,Z})$ , respectivamente onde  $\sin^2 \theta_W = 0,23$ .

### 2.4.3 O quarkônio e sua espectroscopia

A espectroscopia hadrônica trata dos números quânticos, massas e dos decaimentos eletromagnéticos e fortes dos hádrons, caracterizando cada estado hadrônico. O seu estudo tem sido útil para a compreensão da dinâmica da QCD em uma variedade de escalas de distâncias [8]. Quarkonium é um estado ligado de dois quarks pesados ( $Q\bar{Q}$ ), análogo ao positronium ( $e^-e^+$ ) presente na QED. Este sistema é formado em processos de colisão e pode carregar um conjunto de números quânticos, a saber,  $n$ ,  $L$ ,  $S$  e  $J$ . Para distinguir estados de quarkonium, utiliza-se a notação espectroscópica  $n^{2S+1}L_J$ , em que  $n$  é o número quântico principal,  $L$  o momentum angular orbital,  $S$  o spin total e  $J$  o momentum angular total. Também caracterizamos os estados de quarkonium pelos números quânticos  $J^{PC}$ , onde  $P = (-1)^{L+1}$  é a paridade e  $C = (-1)^{L+S}$  a conjugação de carga. A espectroscopia do quarkonium pode ser obtida com as soluções da equação de Schrödinger para um potencial confinante entre os quarks pesados

$$V(r, T=0) = kr - \frac{\alpha_c}{r}, \quad (2.82)$$

em que o termo Coulombiano  $1/r$  governa o comportamento do potencial para curtas distâncias e provém da troca gluônica entre  $Q$  e  $\bar{Q}$ , cuja separação é  $r$ . A constante  $\alpha_c$  está relacionada com a constante de acoplamento forte,  $\alpha_c = (4/3)\alpha_s$ . A magnitude do termo de confinamento é determinada pelo coeficiente de tensão  $k$  entre os quarks pesados.

Nesta dissertação estudaremos a produção dos estados de charmonium  $J/\psi$  e bottononium  $\Upsilon$  em colisões hadrônicas, estados  $1^3S^1$ , os quais são constituídos de um par charm-anticharm ( $c\bar{c}$ ) e bottom-antibottom ( $b\bar{b}$ ), respectivamente. Em particular, os valores da massa do  $J/\psi$  e  $\Upsilon$  correspondem a  $m_{J/\psi} = 3,096$  GeV e  $m_\Upsilon = 9,460$  GeV [8]. A espectroscopia dos estados de quarkonium está ilustrada na Figura 2.18 e Figura 2.19, bem como os decaimentos eletromagnéticos e hadrônicos observados experimentalmente.

### Produção de quarkonium

Quarkonium é um sistema de multiescala no qual se examinam todos os regimes da QCD: em altas energias, a expansão perturbativa na constante de acoplamento é possível; em baixas energias, os efeitos não perturbativos dominam. Consequentemente, a produção de quarkonium é um laboratório ideal para testar a interface entre a QCD perturbativa e não perturbativa [8]. Em particular, a produção do par é descrita perturbativamente,

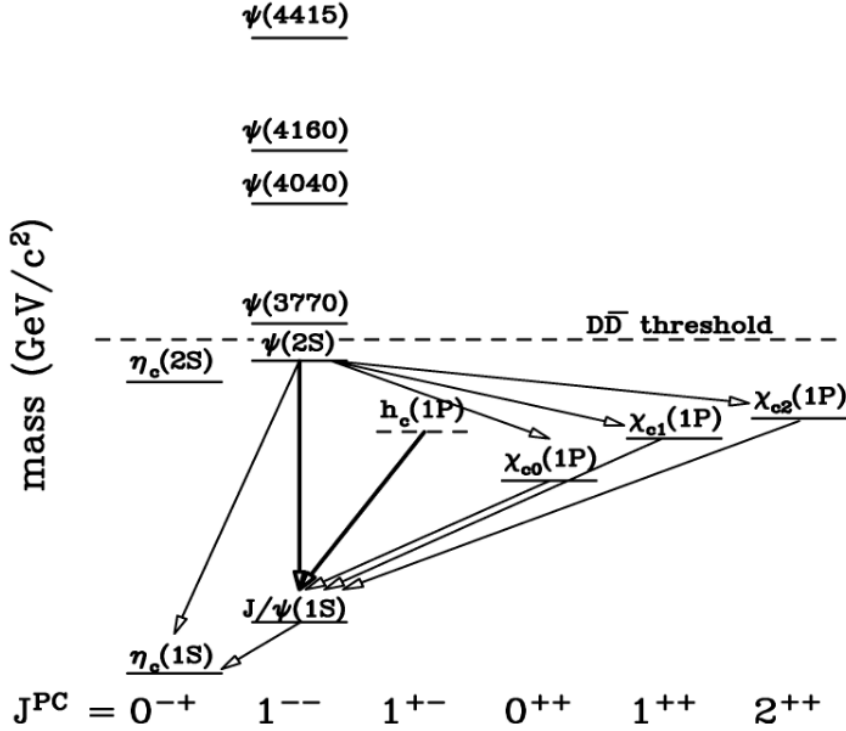


Figura 2.18 - Família de charmonium e seus respectivos números quânticos [8].

enquanto a formação do estado ligado  $Q\bar{Q}$  envolve a dinâmica não perturbativa. A escala de tempo de pequenas distâncias que rege a produção do par  $Q\bar{Q}$  é da ordem  $1/m_Q$ , ao passo que a escala temporal de processos de longas distâncias é da magnitude  $1/\Lambda_{QCD}$ . A formação do estado de quarkonium é tratada distintamente na literatura em vários modelos fenomenológicos, entre eles: Modelo Singlete de Cor (CSM) [35, 36], Modelo Octeto de Cor (COM) [37–40] e Modelo de Evaporação de Cor (CEM) [8, 41].

### Modelo Singlete de Cor (CSM)

O CSM assume que o par  $Q\bar{Q}$ , o qual evolui para o estado de quarkonium, é produzido em um estado singlete de cor com os mesmos números quânticos do quarkonium a ser formado [35, 36]. Assim, a prescrição que rege a seleção de cor e spin restringe a quantidade de diagramas que contribuem e fazem com que diferentes estados de quarkonium sejam produzidos por dinâmicas diferentes. Portanto, o modelo requer a produção direta do estado sem cor efetiva a curtas distâncias.

A fim de exemplificar o CSM, consideramos a fotoprodução do  $J/\psi$ , em que um fóton de virtualidade nula interage com o núcleon. Com a finalidade de neutralizar a cor do par  $c\bar{c}$ , é necessário que ocorra a emissão de um glúon duro, implicando que a contribuição em LO inicie em  $\alpha_s^2$ , como mostra o diagrama (a) na Figura 2.20. Em NLO são adicionadas

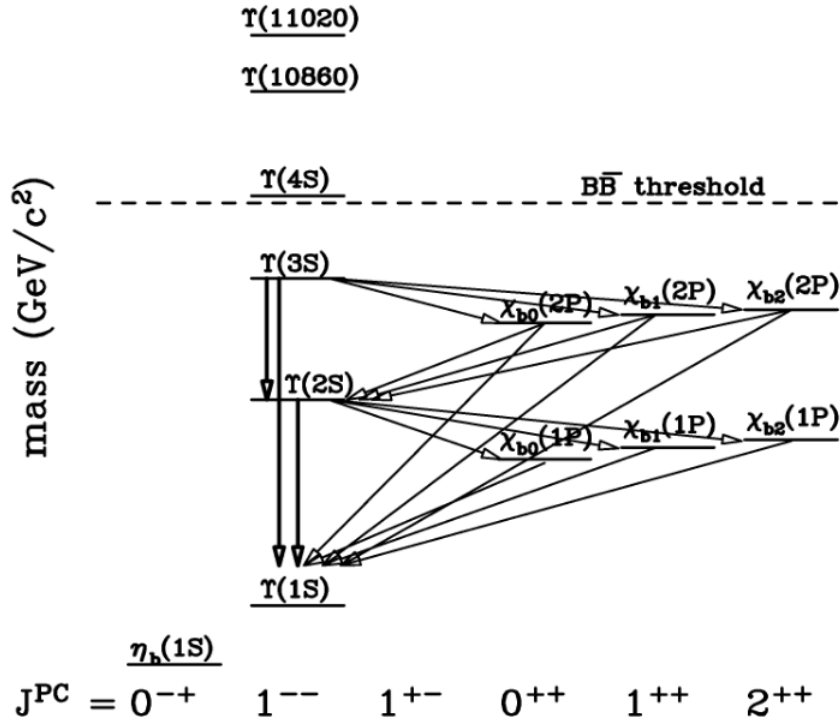


Figura 2.19 - Família de bottomonium e seus respectivos números quânticos [8].

correções virtuais Figura 2.20 (b,c), correções reais Figura 2.20 (d,e,f), incluindo interações fóton-quark. A Figura 2.20 mostra alguns dos diagramas que contribuem em LO e NLO para fotoprodução do  $J/\psi$ . Em HERA, a fotoprodução está bem estabelecida desde que correções em NLO sejam incluídas, sendo os resultados mostrados na Figura 2.21. Apesar da convergência com os dados de fotoprodução em HERA, o CSM falha na descrição de hadroprodução quando confrontado com os resultados do Tevatron ver na Figura 2.23. Além disso, também há questionamentos de como a série perturbativa converge [42].

### Modelo Octeto de Cor (COM)

O COM é uma extensão do CSM ao considerar que o quarkonium pode ser produzido a partir de um par  $Q\bar{Q}$  num estado octeto de cor. A transição para o estado de quarkonium ocorre através da emissão de glúons macios (contribuição não perturbativa). Na Figura 2.22 são apresentados exemplos de contribuições via estados octeto de cor para a fotoprodução do  $J/\psi$ . Este modelo é baseado na QCD não relativística (NRQCD) [38], com a função de onda do quarkonium sendo dada pela soma de todas as contribuições no espaço de Fock para o estado em questão. Considerando os estados de onda tipo S, isto é,  $J/\psi$  e  $\psi(2S)$ , devemos considerar que todos os elementos de matriz octeto de cor são suprimidos em relação à contribuição singlete de cor por potências da velocidade relativa entre os componentes do par  $Q\bar{Q}$  no sistema de repouso do par. Isso ocorre porque no

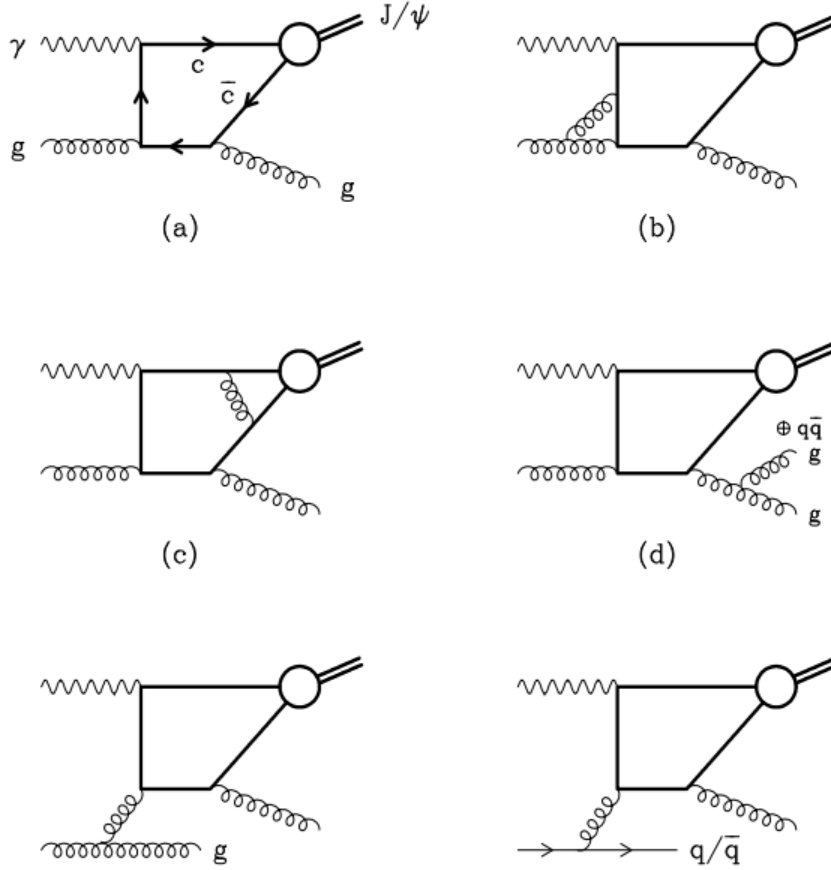


Figura 2.20 - Diagramas para fotoprodução  $J/\psi$  via o modelo singlete de cor.

modelo a expansão perturbativa é feita nos parâmetros  $\alpha_s$  e  $v$ . Como para os estados de quarkônio  $\alpha_s$  é numericamente da mesma ordem de  $v^2$ , os dois canais podem ser competitivos. Fazendo uma expansão do estado  $S_1^3$ , temos

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle = & \mathcal{O}(1)|Q\bar{Q}[1,^3S_1]\rangle + \mathcal{O}(v)|Q\bar{Q}[1,^3P_J]g\rangle + \mathcal{O}(v^2)(|Q\bar{Q}[1,^3S_1]gg\rangle \\
 & + |Q\bar{Q}[8,^3S_1]gg\rangle + |Q\bar{Q}[8,^1S_0]g\rangle + |Q\bar{Q}[1,^3S_1]gg\rangle \\
 & + |Q\bar{Q}[1,^3D_J]gg\rangle + |Q\bar{Q}[8,^3D_J]gg\rangle) + \dots \quad (2.83)
 \end{aligned}$$

Nesta expressão, o primeiro termo da expansão em potências da velocidade  $v$  correspondente à contribuição singlete de cor para o estado  $J/\psi$  e os termos de mais alta ordem correspondem às componentes com glúons adicionais.

Para resolver a anomalia no CDF para o  $\psi$  [39,44,45], podemos considerar a produção dos estados octeto de cor na função de fragmentação do glúon para o  $\psi$ . Considerando esta produção, os dados para hadroprodução são descritos perfeitamente pelo modelo, como podemos ver na Figura 2.23, onde a predição do COM é mostrada pela linha cheia. A linha pontotracejada e a linha tracejada mostram as predições do COM para a produção

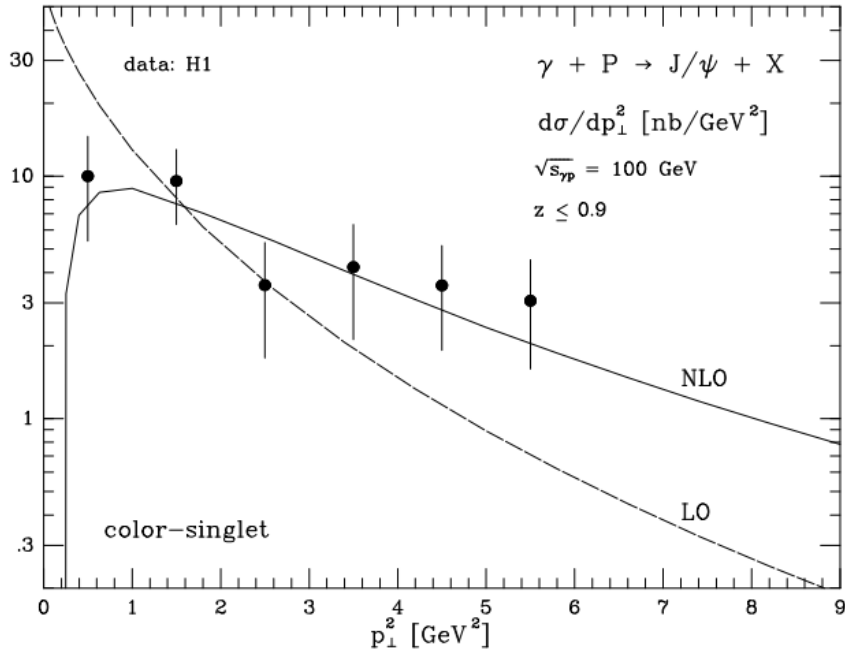


Figura 2.21 - Predição da seção de choque diferencial para fotoprodução do  $J/\psi$  em LO e NLO em função do momentum transverso em  $\sqrt{s} = 100$  GeV comparada com os dados experimentais da colaboração H1 do HERA [43].

direta de diferentes estados de charmônio. Por sua vez, apesar da boa descrição dos dados para hadroprodução [39], o COM falha em descrever os dados de fotoprodução, principalmente na região de  $z \rightarrow 1$ . A razão para este insucesso pode estar na incerteza nos elementos de matriz, que podem ser negativos ou sujeitos à renormalização, ou então numa possível quebra da fatorização da NRQCD na região elástica [39].

### Modelo de Evaporação de Cor (CEM)

No (CEM) a cor é ignorada no tratamento perturbativo. Neste modelo, a cor do par  $Q\bar{Q}$  é neutralizada por interação com o campo de cor induzido pela colisão. Durante esta neutralização, além da probabilidade de que os quarks pesados formem um quarkônio, existe a probabilidade de que um dos quarks do par pode ligar-se a quarks leves ( $u, d$  e  $s$ ), formando mésons abertos, ao invés de ligarem-se entre si formando o estado de quarkônio.

No CEM, a fatorização da produção do quarkônio, considerando a produção perturbativa do par  $Q\bar{Q}$ , em curta distância e a formação do estado de quarkônio, por mecanismo não perturbativo, é assumida como válida. Desta forma, podemos calcular perturbativamente a seção de choque da produção do par de quarks pesados, tratando sua evolução para o estado de quarkônio como um fenômeno estatístico, atribuindo pesos aos diferentes estados finais, sejam ligados ou mésons abertos.



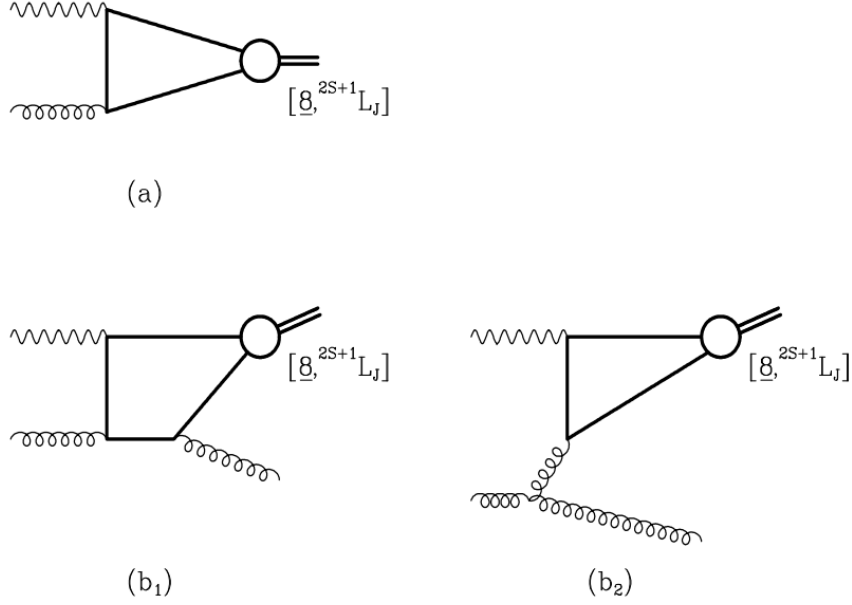


Figura 2.22 - Diagramas para fotoprodução do  $J/\psi$  através de contribuições octeto de cor.

De acordo com o CEM [8, 41]

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9} \int_{2m_Q}^{2m_{D,B}} dM \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dM}, \quad (2.84)$$

$$\sigma_{open} = \frac{8}{9} \int_{2m_Q}^{2m_{D,B}} dM \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dM} + \int_{2m_D}^{\sqrt{s}} dM \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dM}, \quad (2.85)$$

onde  $\sigma_{onium}$  é a seção de choque para a produção do estado ligado e  $\sigma_{open}$  a seção de choque de produção de mésons abertos. A energia disponível para o processo é  $\sqrt{s}$ ,  $M$  que é a massa invariante do par  $Q\bar{Q}$ ,  $m_Q$  é a massa do quark pesado e  $2m_{D,B}$  é o limite para a produção dos mésons  $DD$  no caso do charm e  $BB$  no caso do bottom. Os fatores  $1/9$  e  $8/9$  representam, respectivamente, a probabilidade estatística de que o par  $Q\bar{Q}$  esteja num estado singlete ou octeto de cor. O modelo assume que, após as interações macios, se o estado for singlete, contribui para a produção do quarkonium e se for octeto, liga-se a um quark leve, produzindo os mésons abertos mostrados na Tabela 2.3. A seção de choque diferencial  $\frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dM}$  é obtida a partir da integração sobre rapidez da seguinte equação [8]

$$\frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dY dM^2} = \frac{1}{s} H_{AB}(x_{01}, x_{02}; \mu^2), \quad (2.86)$$

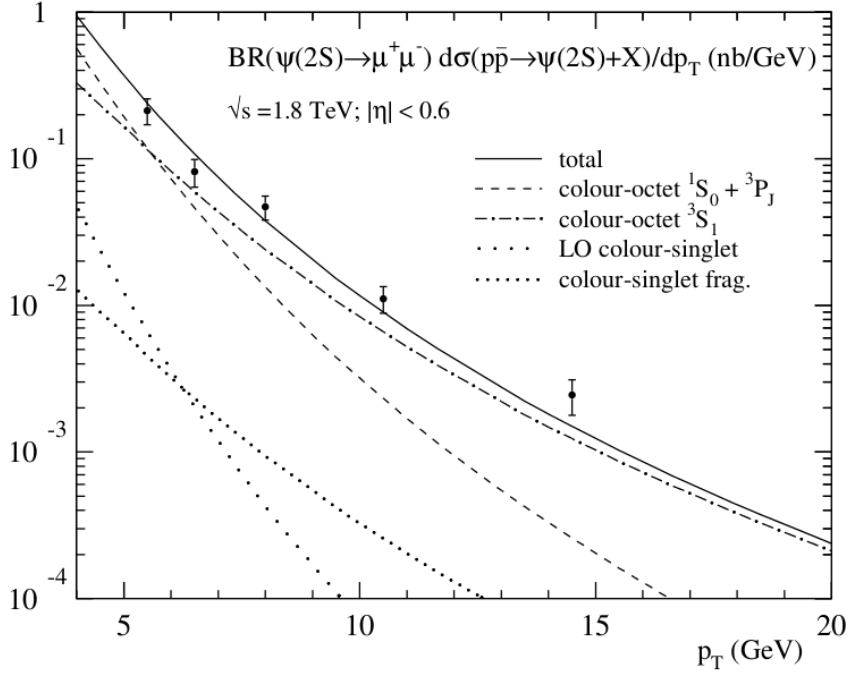


Figura 2.23 - Contribuições singleto de cor e octeto de cor para produção de  $\psi$  em colisões  $p\bar{p}$  no Tevatron ( $\sqrt{s} = 1,8$  TeV) comparado aos dados do detector CDF [39].

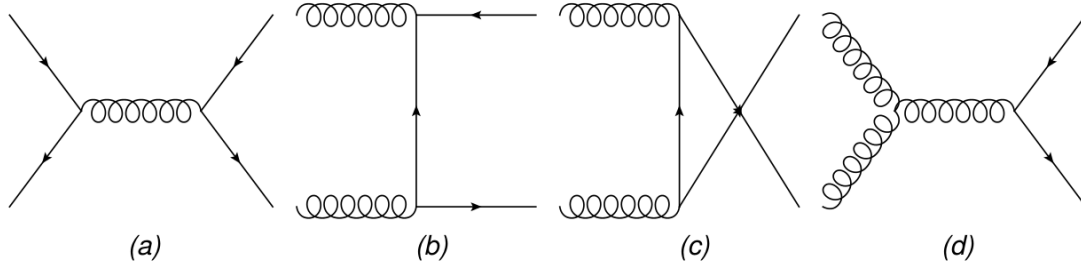


Figura 2.24 - Diagramas para a produção de quarks pesados. (a) Aniquilação de pares quark-antiquark ( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ ); (b), (c) e (d) Processos gluônicos ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ).

onde  $x_{01}, x_{02} = (M/\sqrt{s}) \exp(\pm Y)$  e

$$H_{AB}(x_1, x_2; \mu^2) = f_g^A(x_1, \mu^2) f_g^B(x_2, \mu^2) \sigma_{gg}(M^2) + \sum_{q=u,d,s} [f_q^A(x_1, \mu^2) f_{\bar{q}}^B(x_2, \mu^2) + f_{\bar{q}}^A(x_1, \mu^2) f_q^B(x_2, \mu^2)] \sigma_{q\bar{q}}(M^2), \quad (2.87)$$

onde  $f_{q,\bar{q},g}^{A,B}(x_{1,2}, \mu^2)$  são as distribuições partônicas de quark e glúons, respectivamente. Os diagramas de Feynman da QCD pertinentes para avaliarmos as seções de choque partônicas são mostrados na Figura 2.24, sendo as seções de choque em ordem dominante

Mésons	Formação	Massa (MeV)
$D^0(\bar{D}^0)$	$c\bar{u}(\bar{c}u)$	1864,8
$D^+(\bar{D}^-)$	$c\bar{d}(\bar{c}d)$	1869,6
$D_s^+(\bar{D}_s^-)$	$c\bar{s}(\bar{c}s)$	1968,3
$B^+(\bar{B}^-)$	$b\bar{u}(\bar{b}u)$	5279,26
$B^0(\bar{B}^0)$	$b\bar{d}(\bar{b}d)$	5279,58
$B_s^0(\bar{B}_s^0)$	$b\bar{s}(\bar{b}s)$	5366,77

Tabela 2.3 - Mésons abertos  $D$  e  $B$  [29].

$$\sigma_{gg}(M^2) = \frac{\pi\alpha_s^2}{3M^2} \left[ \left( 1 + \frac{4m_Q^2}{M^2} + \frac{m_Q^4}{M^4} \right) \ln \left( \frac{1+\lambda}{1-\lambda} \right) - \frac{1}{4} \left( 7 + \frac{3m_Q^2}{M^2} \right) \lambda \right], \quad (2.88)$$

$$\sigma_{q\bar{q}}(M^2) = \frac{8\pi\alpha_s^2}{27M^2} \left( 1 + \frac{2m_Q^2}{M^2} \right) \lambda, \quad (2.89)$$

onde  $\lambda = \sqrt{1 - 4m_Q^2/M^2}$  e a constante de acoplamento em ordem dominante

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{12\pi}{(33 - n_f) \ln(\mu^2/\Lambda^2)}, \quad (2.90)$$

com  $\Lambda = 0,232$  GeV e  $n_f$  é o numero de sabores leves.

Cada estado de quarkonium  $H$  carrega uma fração da seção de choque total de quarkonium produzido

$$\sigma_H = \rho_H \sigma_{quarkonium}, \quad (2.91)$$

em que a quantidade não perturbativa  $\rho_H$  é assumida independente do processo e energia. Este parâmetro é fixado pela comparação com medidas da seção de choque total de produção do quarkonium. Uma vez estabelecido, pode-se fazer uso deste para realizar predições sem parâmetros adicionais para outros processos. Em nossos cálculos, assumimos  $\rho_{J/\psi} = 0,5$  [41, 45] e  $\rho_\Upsilon = 0,207$  [46].

Para hadroprodução, o CEM é suportado muito bem pelos dados do Tevatron a grande  $p_T$ , como mostra a Figura 2.25. Nesta figura, são comparadas as predições do CEM considerando dois tipos de parametrizações partônicas. As curvas são comparadas com os dados da colaboração CDF no Tevatron. Para fotoprodução em HERA, o CEM também apresenta boa descrição dos resultados experimentais, desde que sejam consideradas correções de mais alta ordem, principalmente na região onde  $z \rightarrow 1$  [45].

Nesta desertação iremos trabalhar com o modelo da CEM pela sua simplicidade e leva para resultados consistentes com os resultados experimentais.

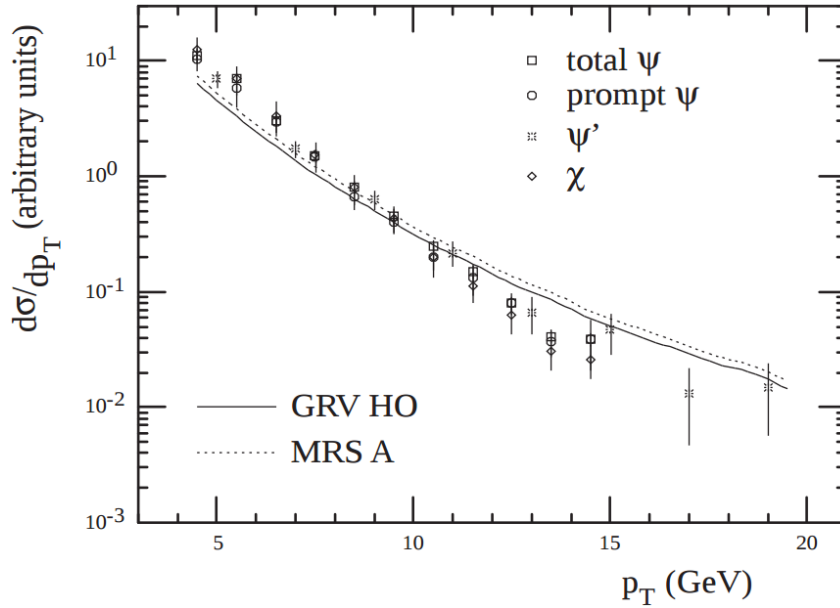


Figura 2.25 - Predições em LO do CEM, mostradas com normalização arbitrária, com um fator  $K = 2,2$  comparadas com dados do detector CDF [41].

## 2.5 Conclusão

Este capítulo apresentou alguns conceitos básicos da Física de Partículas. Abordamos as propriedades básicas da QCD a qual descreve as interações fortes. Apresentamos o DIS, processo pelo qual a estrutura hadrônica é investigada. Também foi visto que a QCD prevê a evolução das distribuições partônicas através da equação DGLAP, que, conjuntamente com a análise global de dados, diversos grupos propõem distintas parametrizações para a distribuição partônica do núcleo na qual este é ingrediente fundamental para descrevermos as colisões hadrônicas, onde a fatorização colinear pode ser empregada, esta promove a divisão entre os regimes perturbativo e não perturbativo da QCD.

Ademas, revisamos conceitos básicos envolvidos nos processos Drell-Yan e na produção de bósons de calibre masivos  $W^\pm$  e  $Z^0$ , quarks pesados e quarkonium. Nesta análise, consideramos que a interação dominante esta associada aos processos SPS, onde apenas dois hádrons interagem entre si formando um dado estado final. Entretanto, para energias do LHC, devido a elevada luminosidade partônica o processo DPS torna-se apreciável e devem ser considerados. No próximo capítulo revisaremos os conceitos básicos envolvidos na descrição do processo DPS.



### 3 Processo Duplo Espalhamento Partônico

Na descrição dos processos duros discutidos no capítulo anterior, assumimos a dominância do processo SPS. Entretanto, experimentos no CERN nos anos 80, em colaboração com AFS [18, 25], permitiram observar um processo DPS. Este tipo de espalhamento é um dos processos de interações de múltiplos-pártons (MPI) [18, 21, 22] e ocorrem quando, em uma colisão hádron-hádron, acontecem duas ou mais interações duras independentes. Os processos DPS contribuem para muitos estados finais de interesse no LHC. Eles constituem backgrounds relevantes para uma medida precisa dos acoplamentos do bóson de Higgs [47] e para a pesquisa da física além do Modelo Padrão, assim como também nos permitem obter novos dados sobre a estrutura de hádrons e correlações entre pártons dentro deles [24, 28]. Portanto, eles são uma questão importante para as colisões de alta energia disponíveis no LHC. Neste capítulo iremos apresentar os conceitos básicos envolvidos na descrição do DPS.

#### 3.1 Seção de choque DPS

Em geral, a descrição dos processos duros assume, normalmente, a dominância do processo SPS. Esta suposição é geralmente justificada com o argumento de que a probabilidade de uma interação partônica aconteça em uma colisão próton-próton ( $pp$ ) é muito pequena. Assim, a probabilidade de ter duas ou mais interações duras numa colisão é altamente suprimida com respeito à probabilidade da interação simples.

No entanto, quando a energia de CM do colisor de hádrons torna-se maior, podemos esperar múltiplos espalhamentos duros de pártons numa colisão de prótons [18, 21, 22]. A razão é que, quando ocorre um dado espalhamento, a probabilidade de outro espalhamento ocorrer é proporcional ao fluxo de pártons, o qual cresce com a energia de CM. No entanto, estes são confinados às colisões dos prótons, portanto, seu fluxo deve ser inversamente proporcional à área (seção transversal) do próton [48]. Considerando esta possibilidade, pode-se definir a probabilidade da dupla interação partônica que ocorre quando dois pares de pártons diferentes e independentes de cada hádron interagem. Um gráfico correspondente ao processo DPS é representado na Figura 3.1.

A fim de obter uma fórmula simples que descreva os processos DPS na forma de fatorização colinear, que é a convolução de duas seções de choque de dispersão partônica dura e duas distribuições partônicas duplas, várias aproximações hadrônicas devem que ser consideradas. Assim, assumimos o seguinte [26, 28, 49]:

- A maior escala no processo é uma escala dura  $Q$ , que é da ordem das massas

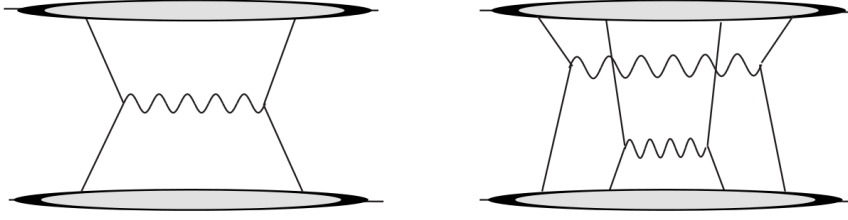


Figura 3.1 - Representação da amplitude de espalhamento para o processo SPS (Figura à esquerda) e DPS (Figura à direita).

das partículas do estado final,  $Q^2 \sim q_i$ . A escala hadrônica (da ordem da massa  $M$  hadrônico), que caracteriza as interações não-perturbativas, é muito menor do que a escala dura,  $\Lambda \ll Q$ .

- Todo os momenta transversos são da ordem da escala hadrônica.
- A dispersão partônica tem pequenas virtualidades da ordem  $\Lambda^2$ .

Considerando estes pressupostos, a seção de choque do processo DPS em uma colisão próton-próton pode ser escrita como [26, 28, 49]

$$\sigma_{h_A h_B}^{Duplo} = \frac{N}{2} \sum_{i,j,k,l} \int \Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2) \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) \times \Gamma_{kl}(x'_1, x'_2, b; t_1, t_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2 d^2b, \quad (3.1)$$

onde  $\hat{\sigma}_S$  são seções de choque do subprocesso de pártons, a quantidade  $N$  é o fator de simetria de tal maneira que quando  $A = B$ , tem-se que  $N = 1$ , quando  $A \neq B$ , tem-se que  $N = 2$ . A quantidade  $\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2)$  representa a distribuição partônica dupla generalizada, que pode ser interpretada como a distribuição de probabilidade inclusiva para encontrar um párton  $i$  com fração de momentum  $x_1$  e escala  $t_1 \equiv \ln(Q_1^2)$  no próton, em adição ao párton  $j$  com fração de momentum  $x_2$  com escala  $t_2 \equiv \ln(Q_2^2)$ , com os dois pártons afastados por uma distância transversa  $b$ . O  $t_1$  está dado pela característica da escala do subprocesso do  $A$ , enquanto  $t_2$  é igual à característica da escala do subprocesso do  $B$ .

Duas aproximações geralmente são feitas na análise do DPS [21, 22, 50].

- A primeira supõe que  $\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2)$  pode ser decomposto em termos de

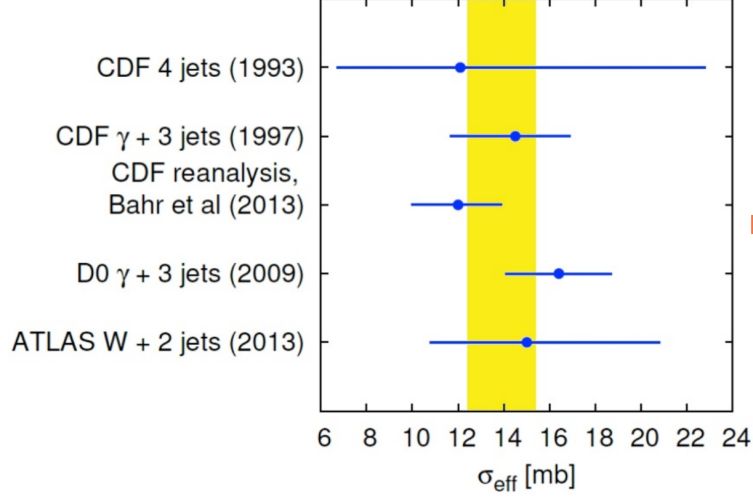


Figura 3.2 - Seção de choque efetiva  $\sigma_{eff}$  medida para diferentes colaborações [51].

componentes longitudinais e transversais da seguinte forma

$$\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2) = D_h^{ij}(x_1, x_2; t_1, t_2) F_j^i(b), \quad (3.2)$$

onde  $D_h^{ij}(x_1, x_2; t_1, t_2)$  é a dupla distribuição partônica (DPDFs) [23, 24, 26–28]. Depois, fazendo uma suposição adicional que  $F_j^i(b)$  é o mesmo para todos os pares de pártons  $ij$  envolvidos no DPS de interesse, isto conduz a

$$\begin{aligned} \sigma_{h_A h_B}^{Duplo} &= \frac{N}{2\sigma_{eff}} \sum_{i,j,k,l} \int D_h^{ij}(x_1, x_2; t_1, t_2) D_h^{kl}(x'_1, x'_2; t_1, t_2) \\ &\times \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2, \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde definimos o fator  $\sigma_{eff}$  que tem toda a informação sobre a estrutura não perturbativa do próton e corresponde a uma superposição das distribuições de matéria nos hádrons incidentes, sendo dada por

$$\sigma_{eff} = \left[ \int d^2b (F(b))^2 \right]^{-1}. \quad (3.4)$$

O valor esperado para  $\sigma_{eff}$  é de 11 mb e é consistente com valor medido de  $14, 5 \pm 1, 7_{-2,3}^{+1,7}$  mb no CDF [52] e  $16, 4 \pm 0, 3(\text{stat}) \pm 2.3(\text{syst})$  mb no D0 [53] como se mostra na Figura 3.2. Também se acredita que  $\sigma_{eff}$  é largamente independente da energia de CM da colisão. Nesta dissertação iremos assumir que  $\sigma_{eff} = 15$  mb, já que o valor está dentro do intervalo de medição dos experimentos CDF e D0 ver na (Figura 3.2), e amplamente usado na literatura.



DPDFs ( $x_1, x_2=10^{-3}, Q^2=100 \text{ GeV}^2$ )

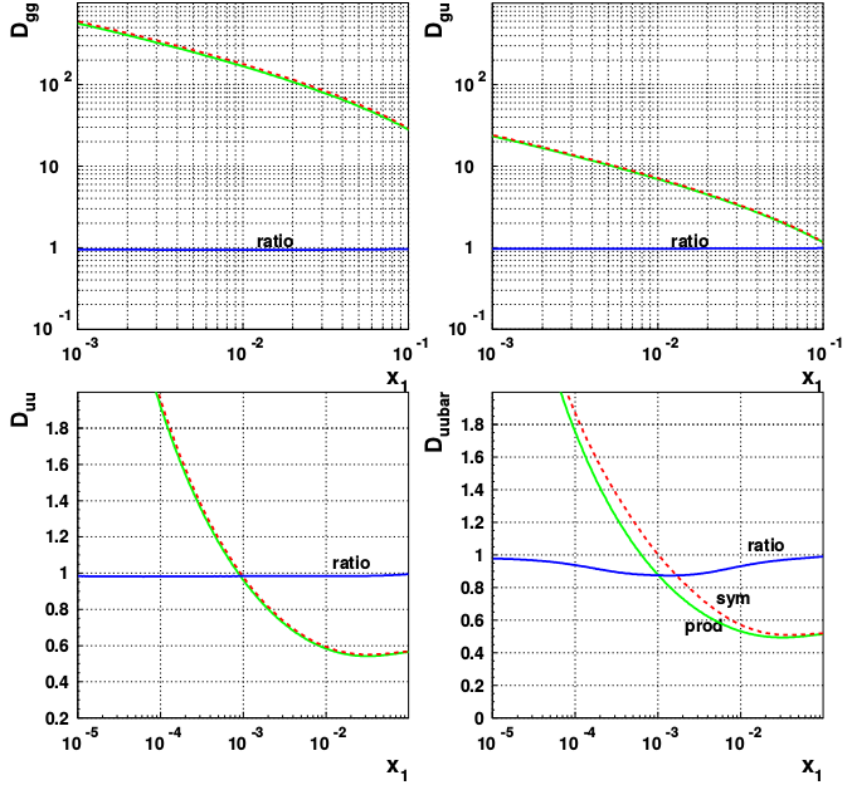


Figura 3.3 - Razão entre DPDFs e PDFs para diferentes combinações de pares de pártons em uma função da fração de momentum  $x_1$  para fixo  $x_2$  e um valor fixo da escala dura  $Q^2$  [26].

- A segunda aproximação considera que a correlação do momentum longitudinal pode ser desprezada, tal que as compôentes  $D_h^{ij}$  tomam a forma

$$D_h^{ij}(x_1, x_2; t_1, t_2) = F_h^i(x_1; t_1)F_h^j(x_2; t_2)\Theta(1 - x_1 - x_2)(1 - x_1 - x_2), \quad (3.5)$$

onde os  $F_h^i(x_1; t_1)$  e  $F_h^j(x_2; t_2)$  são as PDFs e  $\Theta(1 - x_1 - x_2)(1 - x_1 - x_2)$  introduz a restrição cinemática onde a soma das frações dos momenta longitudinais dos pártons será menor que o momentum total do hádron  $x_1 + x_2 \leq 1$ .

Com estas aproximações, se obtêm

$$\begin{aligned} \sigma_{hAhB}^{Duplo} &= \frac{N}{2\sigma_{eff}} \sum_{i,j,k,l} \int F_h^i(x_1; t_1)F_h^j(x_2; t_2)F_h^k(x'_1; t_1)F_l^j(x'_2; t_2) \\ &\times \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1)\hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2)dx_1dx_2dx'_1dx'_2, \end{aligned} \quad (3.6)$$

e agrupando da seguinte forma

$$\begin{aligned} \sigma_{h_A h_B}^{Duplo} &= \frac{N}{2\sigma_{eff}} \sum_{i,k} \int F_h^i(x_1; t_1) F_h^k(x'_1; t_1) \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) dx_1 dx'_1 \\ &\times \sum_{j,l} \int F_h^j(x_2; t_2) F_h^l(x'_2; t_2) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) dx_2 dx'_2, \end{aligned} \quad (3.7)$$

chegamos na forma simplificada da seção de choque DPS

$$\sigma_{h_A h_B}^{Duplo} = \frac{N}{2} \frac{\sigma_A^S \sigma_B^S}{\sigma_{eff}}. \quad (3.8)$$

Esta é a abordagem que tem sido feita nos cálculos fenomenológicos existentes do DPS [16, 17, 54, 55]. Esta aproximação é normalmente justificada para pequenos valores de  $x$ , onde a restrição associada a função  $\Theta$  não é importante. É uma boa aproximação para o tratamento das DPDFs como podemos verificar na Figura 3.3, onde apresentamos a razão entre a DPDFs  $D_h^{ij}$  derivada em [26] considerando a solução das equações DGLAP para DPDFs e o produto de PDFs, denotadas  $D_h^i$ . Como podemos ver na Figura 3.3, a razão é aproximadamente igual a 1 para pequeno  $x$ , o que justifica o uso da fórmula fatorizada em uma primeira abordagem fenomenológica.

Mostra-se também em [56], que estuda a contribuição convencional do DPS (2v2) que é estudado nesta dissertação representado no painel a esquerda da Figura 3.4 e a contribuição da divisão de pártons (2v1) [56] (ver na Figura 3.4) no qual estes dois processos levam a comportamentos semelhantes da seção de choque com a rapidez (ver Figura 3.5), diferindo somente em normalização. Consequentemente, tendo em vista as demais incertezas presentes na descrição dos processos DPS, a separação das diferentes contribuições torna-se muito difícil no atual contexto teórico e experimental. Em função disso, em nossos estudos não iremos considerar a contribuição dos processos 2v1 para a produção dos diferentes estados finais analisados nesta dissertação.

### 3.2 Situação atual

Nos últimos anos, a análise do processo de DPS foi realizada pelos grupos experimentais do LHC. Os experimentos CMS e ATLAS mediram processos DPS usando eventos de  $W(\rightarrow l\nu) + 2$  jatos em colisões próton-próton no LHC com energia de CM  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Os resultados destas medições permitem determinar o valor da seção de choque efetiva  $\sigma_{eff}$  que caracteriza a área transversal efetiva das interações partônicas duras em colisões próton-próton. O valor medido da seção de choque efetiva foram estimados como sendo

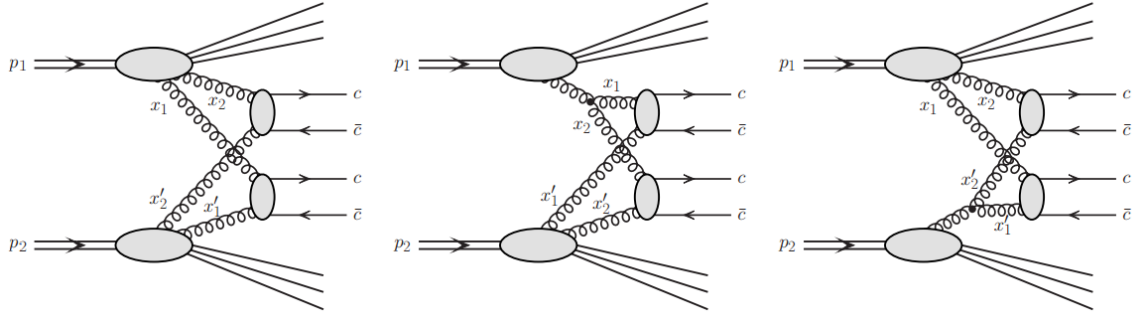


Figura 3.4 - Representação da produção dupla de um par de quarks charm e anticharm considerando os processos 2v2 (painel à esquerda) e processos 2v1 (centro e à direita) [56].

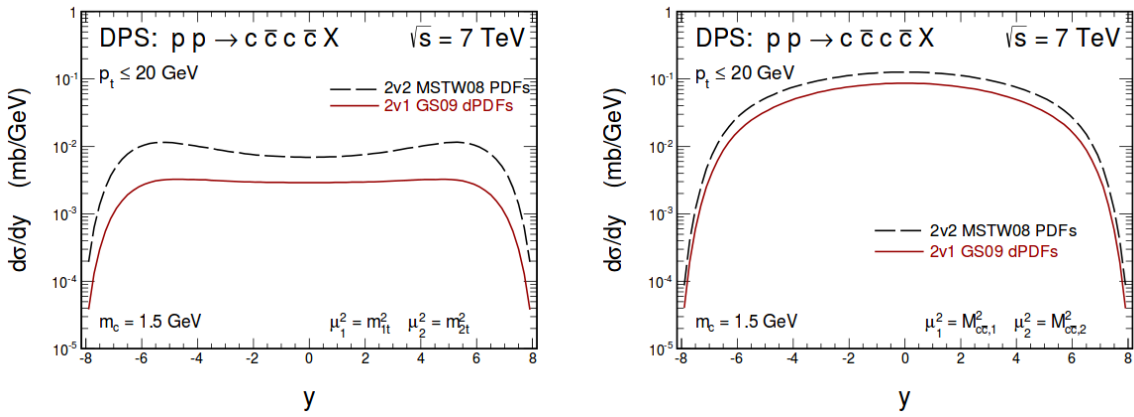


Figura 3.5 - Distribuição da rapidez do  $c\bar{c}c\bar{c}$  para 7 TeV considerando os processos 2v2 e 2v1 [56].

$\sigma_{eff} = 20,7 \pm 0,8(\text{stat.}) \pm 6,6(\text{syst.})$  mb por CMS [57], e  $\sigma_{eff} = 15 \pm 3(\text{stat.})_{-3}^{+5}(\text{syst.})$  mb pelo ATLAS [58].

O LHCb [59] também mediu eventos DPS com mésons  $J/\psi$ , mésons abertos e duplo mésons abertos. Os valores extraídos da seção de choque efetiva estão de acordo com os resultados do Tevatron, CMS e ATLAS (ver na figura 3.6). Embora os resultados de duplo mésons abertos forneça valores mais elevados do  $\sigma_{eff}$ , eles ainda estão em concordância razoável com o resto das medições.

As experiências realizadas pelos detectores CMS, ATLAS e LHCb revelaram um aumento significativo do DPS em colisões de próton-próton em altas energias. A discussão dos resultados experimentais ainda é realizada com a fórmula simplificada da equação (3.8) para o DPS, utilizando a noção da seção de choque efetiva.

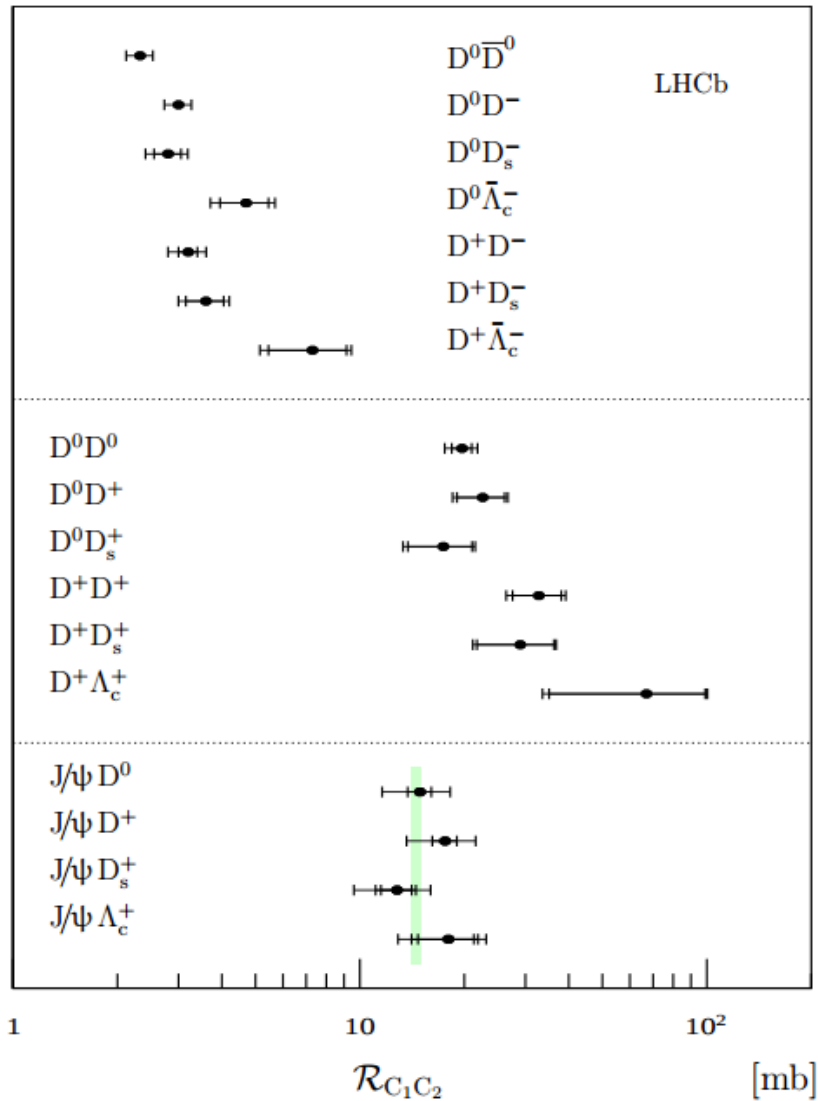


Figura 3.6 - A relação medida pela colaboração do LHCb para  $R_{C_1 C_2} = \alpha' \frac{\sigma_{C_1} \times \sigma_{C_2}}{\sigma_{C_1 C_2}}$  em comparação com a seção de choque medida no Tevatron [59].

### 3.3 Conclusão

Neste capítulo revisamos os conceitos básicos associados aos processos de DPS. Em particular, demonstramos que os resultados atuais podem ser descritos em termos do produto das seções de choque SPS. No próximo capítulo iremos estimar a contribuição DPS para os processos Drell-Yan, bósons de calibre  $W^\pm$  e  $Z^0$ , quarks pesados e quarkonium considerando esta abordagem simples.



## 4 Resultados

Neste capítulo iremos apresentar nossos resultados para a produção de diléptons, bósons de calibre, quark pesados e quarkonium em processos DPS considerando a abordagem fenomenológica descrita no capítulo anterior e apresentaremos previsões para a produção destes distintos estados finais em colisões próton-próton no LHC. A fim de ilustrar a magnitude relativa da contribuição DPS, iremos apresentar também a descrição e as correspondentes previsões para o processo SPS.

### 4.1 Resultados para o processo Drell-Yan

Na primeira parte desta seção, apresentamos nossos resultados para o cálculo da produção de diléptons no processo Drell-Yan considerando processos SPS no LHC para energias de 7 TeV e 14 TeV com a parametrização do grupo CTEQ. Colocando a equação (2.55) em forma diferenciável, obtemos

$$\frac{d^2\sigma_{(h_A h_B \rightarrow l^+ l^-)}}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{3} \sum_{i=u,d,s,c,b,t} [q_i(x_1)\bar{q}_i(x_2) + \bar{q}_i(x_1)q_i(x_2)] \hat{\sigma}_{(q_i \bar{q}_i \rightarrow l^+ l^-)}. \quad (4.1)$$

A fim de comparar com os dados experimentais, é importante expressar a seção de choque diferencial do processo Drell-Yan em termos de observáveis experimentais adequados. Vamos usar  $(\frac{d^2\sigma}{dM^2 dY})$ , onde  $M^2$  é o quadrado da massa invariante do fóton virtual e  $Y$  é a rapidez do fóton virtual, que no sistema centro de momentum define-se como  $Y = \frac{1}{2} \ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$ .

Para transformar as variáveis  $(x_1, x_2)$  para estes observáveis experimentais, podemos usar que a massa invariante do sistema  $l^+ l^-$  é igual à energia do centro de momenta dos pártons em colisão,

$$M^2 = x_1 x_2 s, \quad (4.2)$$

e que a rapidez  $Y$  do sistema  $l^+ l^-$  é dada por

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{E_q + E_{\bar{q}} + p_{z_q} + p_{z_{\bar{q}}}}{E_q + E_{\bar{q}} - p_{z_q} - p_{z_{\bar{q}}}} \right], \quad (4.3)$$

onde a igualdade do quadrimomentum do sistema  $l^+ l^-$  da colisão de pártons segue a conservação de energia e de momentum. Os quadrimomenta da colisão  $q$  e  $\bar{q}$  são

$$p_q = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1, 0, 0, x_1) \quad e \quad p_{\bar{q}} = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_2, 0, 0, -x_2). \quad (4.4)$$

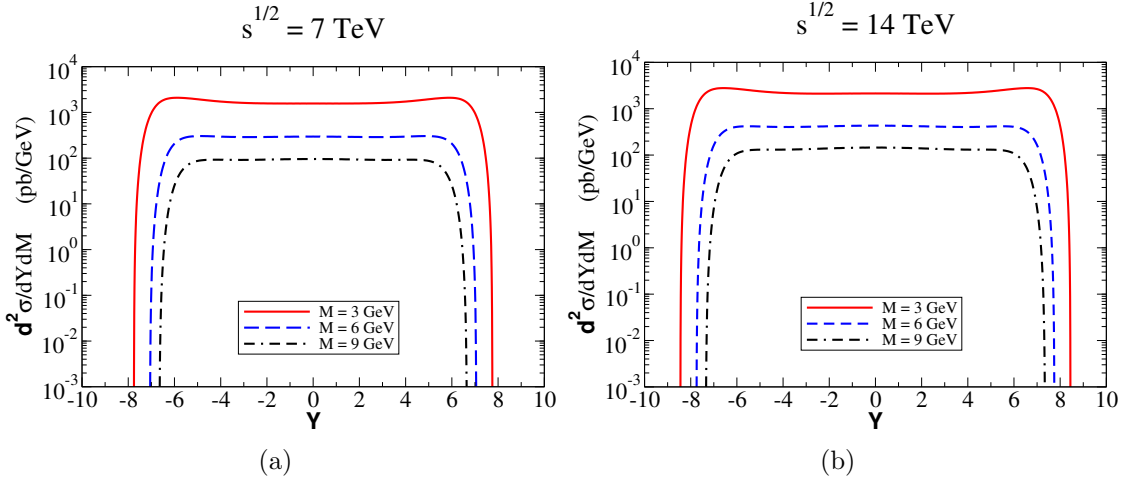


Figura 4.1 - Distribuições de rapidez Drell-Yan em colisão pp. Na figura (a) com  $\sqrt{s} = 7$  TeV e na figura (b) com  $\sqrt{s} = 14$  TeV.

Assim, a rapidez fica

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{(x_1 + x_2) + (x_1 - x_2)}{(x_1 + x_2) - (x_1 - x_2)} \right] = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{x_1}{x_2} \right). \quad (4.5)$$

Das equações 4.2 e 4.5,  $x_1$  e  $x_2$  podem ser expressos em termos da massa invariante  $M$  e a rapidez  $Y$

$$x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^Y \quad \text{e} \quad x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-Y}. \quad (4.6)$$

Então, a seção de choque diferencial Drell-Yan em termos de  $dx_1 dx_2$  pode ser expressa em termos de  $dY dM$  ou  $dY dM^2$  utilizando o jacobiano da matriz de transformação de variáveis

$$dY dM = \frac{\partial(Y, M)}{\partial(x_1 x_2)} dx_1 dx_2 = \begin{vmatrix} \frac{\partial Y}{\partial x_1} & \frac{\partial Y}{\partial x_2} \\ \frac{\partial M}{\partial x_1} & \frac{\partial M}{\partial x_2} \end{vmatrix} dx_1 dx_2, \quad (4.7)$$

de onde pode-se obter

$$dY dM = \frac{s}{2M} dx_1 dx_2 \quad \text{ou} \quad dY dM^2 = s dx_1 dx_2. \quad (4.8)$$

Portanto, a seção de choque diferencial Drell-Yan pode-ser expressa da seguinte forma

$$\frac{d^2 \sigma_{(h_A h_B \rightarrow l^+ l^-)}}{dY dM^2} = \epsilon_i^2 \frac{4\pi \alpha^2}{9M^4} [x_1 q_i(x_1) x_2 \bar{q}_i(x_2) + x_1 \bar{q}_i(x_1) x_2 q_i(x_2)]. \quad (4.9)$$

Na Figura 4.1 apresentamos as distribuições da massa invariante e da rapidez para  $\sqrt{s} = 7$  TeV e  $\sqrt{s} = 14$  TeV para a produção de diléptons  $l^+l^-$  em função da rapidez  $Y$  e da massa invariante  $M$ . Pode-se ver que a produção de diléptons para energias de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV é menor que para energias de CM de  $\sqrt{s} = 14$  TeV e quando aumenta a massa invariante  $M$  a contribuição da seção de choque diferencial diminui, além do que a seção de choque vai para zero para uma grande rapidez  $Y$ .

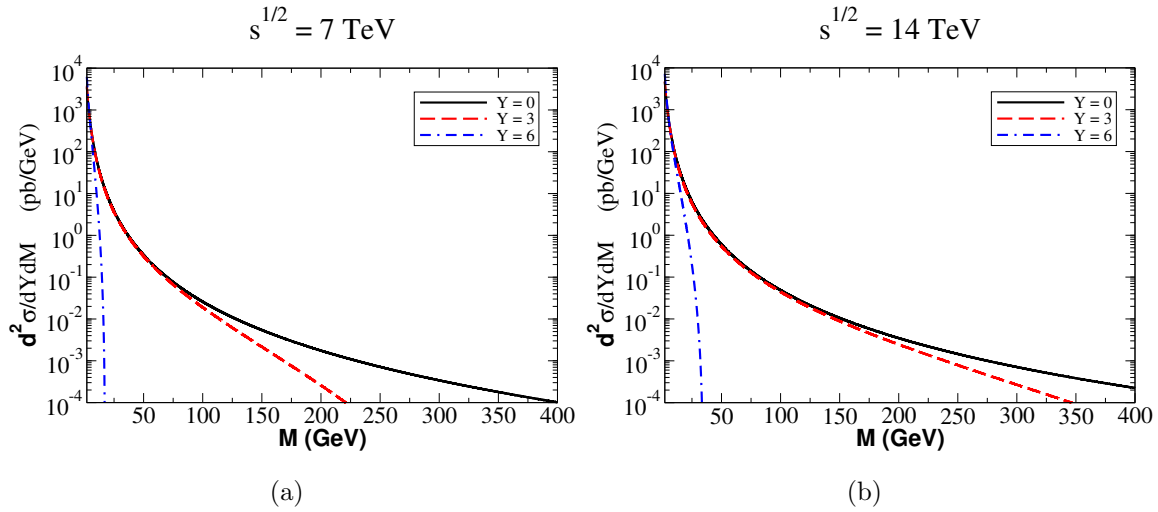


Figura 4.2 - Distribuições de massa invariante Drell-Yan em colisões pp. Na figura (a) com  $\sqrt{s} = 7$  TeV e na figura (b) com  $\sqrt{s} = 14$  TeV.

Na Figura 4.2 apresentamos as distribuições da massa invariante  $M$  para diferentes valores da rapidez  $Y$ . Podemos ver que a produção de diléptons para energias de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV é menor que para energias de CM de  $\sqrt{s} = 14$  TeV e quando aumenta a rapidez  $Y$  a contribuição da seção de choque diferencial decai mais rapidamente, além do que a seção de choque vai para zero para uma grande massa invariante  $M$ .

Agora, fazendo a integração da seção de choque diferencial Drell-Yan em massa invariante no intervalo de integração de  $2 \text{ GeV} < M < 100 \text{ GeV}$ , considerando a contribuição dos fótons e não a contribuição do Z

$$\frac{d\sigma}{dY} = \int_2^{100} \frac{d^2\sigma}{dY dM^2} dM^2. \quad (4.10)$$

Utilizando a equação (4.10), obtemos a Figura 4.3, onde podemos ver que a produção de



diléptons para energias de CM de  $\sqrt{s} = 14$  TeV é maior que para energias de CM de  $\sqrt{s} = 10$  TeV e este é maior para a energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, onde a seção de choque tende ir para zero para uma grande rapidez  $Y$ .

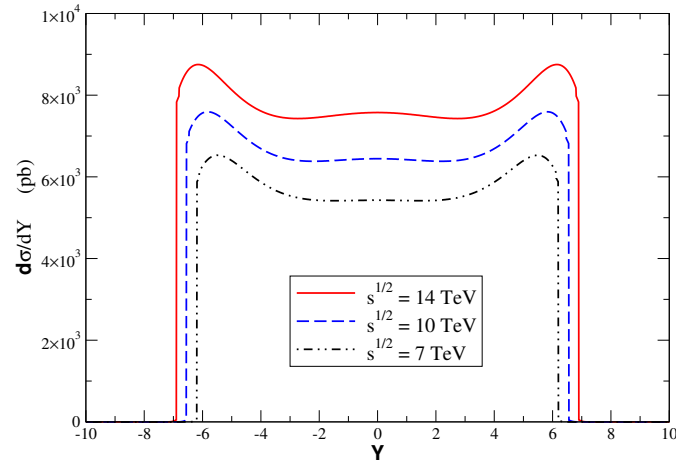


Figura 4.3 - Distribuição da seção de choque SPS com respeito à rapidez.

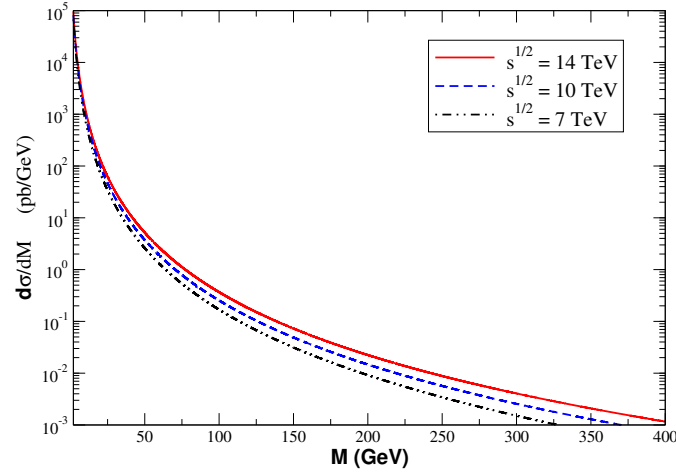


Figura 4.4 - Distribuição da seção de choque SPS com respeito à massa invariante.

Similarmente, fazendo a integração da seção de choque diferencial Drell-Yan em rapidez onde no intervalo de integração é de  $-10 < Y < 10$ , sendo este o espaço de fase coberto

pelo LHC

$$\frac{d\sigma}{dM} = \int_{-10}^{10} 2M. \left( \frac{d^2\sigma}{dYdM^2} \right) dY. \quad (4.11)$$

Utilizando a equação (4.11) obtemos a Figura 4.4, onde podemos ver que a produção de diléptons para energias de CM de  $\sqrt{s} = 14$  TeV é maior que para energias de CM de  $\sqrt{s} = 10$  TeV e este é maior para a energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, indo a seção de choque para zero para uma grande massa invariante  $M$ .

Na segunda parte desta seção, apresentamos nossos resultados para o cálculo da produção de diléptons no processo Drell-Yan considerando processos DPS no LHC. Utilizando a equação (3.8), pode-se obter a seguinte equação diferencial, onde o fator de simetria é  $N = 1$ , para-se produzir 2 pares de dileptons, e  $\sigma_{eff} = 15$  mb

$$\frac{d^4\sigma_{\bar{l}l}^{DPS}}{dY_1dY_2dM_1^2dM_2^2} = \frac{N}{2\sigma_{eff}} \frac{d\sigma_{\bar{l}l}^{SPS}}{dY_1dM_1^2} \frac{d\sigma_{\bar{l}l}^{SPS}}{dY_2dM_2^2}. \quad (4.12)$$

No que segue, na Figura 4.5 e 4.6 apresentamos as distribuições da massa invariante e a rapidez para energias CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV e  $\sqrt{s} = 14$  TeV para seção de choque diferencial para a produção de pares de diléptons  $l^+l^-$  em função da rapidez ( $Y_1, Y_2$ ) e da massa invariante ( $M_1, M_2$ ) utilizando a equação (4.12).

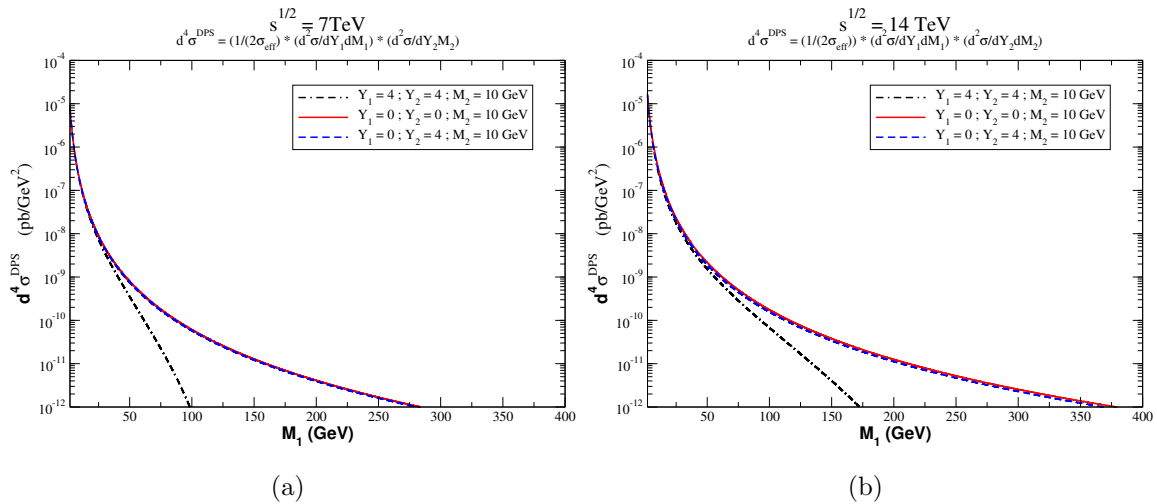


Figura 4.5 - Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões  $pp$ . Na figura (a) para  $\sqrt{s} = 7$  TeV e na figura (b) para  $\sqrt{s} = 14$  TeV.

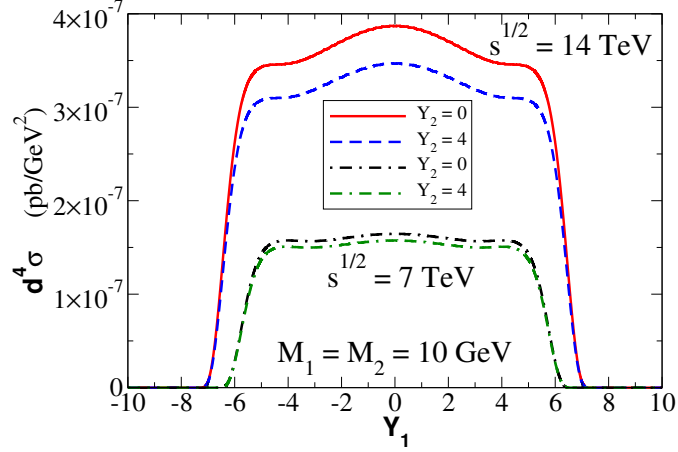


Figura 4.6 - Distribuição da rapidez da seção de choque diferencial DPS em colisões  $pp$  para  $\sqrt{s} = 14$  TeV e  $\sqrt{s} = 7$  TeV

Na Figura 4.5 apresentamos as distribuições da massa invariante  $M_1$  para diferentes valores da rapidez  $Y_1$  e diferentes valores da rapidez  $Y_2$ . Podemos ver que a produção de diléptons para energias de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV é menor do que para energias de  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Podemos ver também que a produção de diléptons na curva preta (ponto tracejada) com  $Y_1 = Y_2 = 4$  em comparação com a curva vermelha (sólida) com  $Y_1 = Y_2 = 0$  é menor e decai mais rapidamente. A produção de diléptons na curva vermelha  $Y_1 = Y_2 = 0$  em comparação com a curva azul, com  $Y_1 = 0, Y_2 = 4$ , é igual no intervalo da massa invariante que se vê na figura. Entretanto, para maiores valores da massa invariante, a curva azul com  $Y_1 = 0, Y_2 = 4$  decai rapidamente. Este pode se intuir graças ao resultado mostrado da distribuição da massa invariante em SPS da Figura 4.4.

Na Figura 4.6 apresentamos as distribuições da rapidez  $Y_1$ . Podemos ver que a produção de diléptons para energias de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV é menor do que para energias de  $\sqrt{s} = 14$  TeV e quando aumenta a rapidez  $Y_2$  diminui a contribuição da seção de choque diferencial.

No que segue, integramos a seção de choque diferencial com respeito a rapidez considerando as características dos diferentes detectores do LHC

$$\frac{d^2\sigma}{dM_1 dM_2} = 4M_1 M_2 \int_{Y_{2min}}^{Y_{2max}} \int_{Y_{1min}}^{Y_{1max}} \frac{1}{2\sigma_{eff}} \frac{d\sigma}{dY_1 dM_1^2} \frac{d\sigma}{dY_2 dM_2^2} dY_1 dY_2, \quad (4.13)$$

sendo  $Y_{i,min}$  e  $Y_{i,max}$  na aceitação de cada detector.

- ALICE:  $-1 \leq Y \leq +1$
- ATLAS:  $-3 \leq Y \leq +3$
- LHCb:  $+2 \leq Y \leq +4.5$

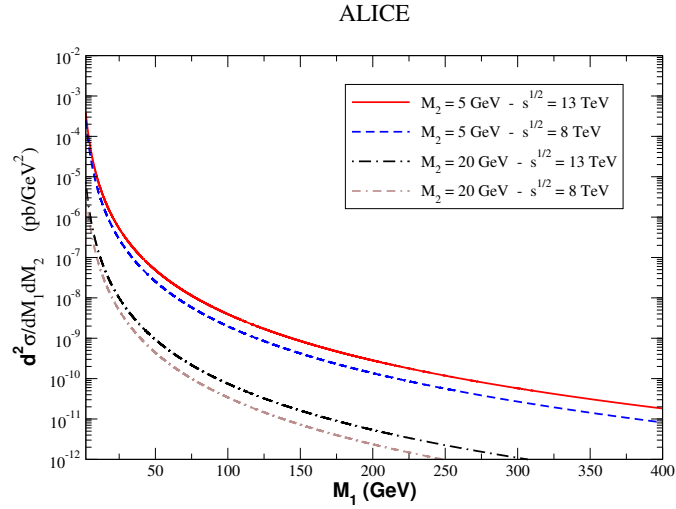


Figura 4.7 - Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões  $pp$  para o detector ALICE com  $-1 < Y < 1$ .

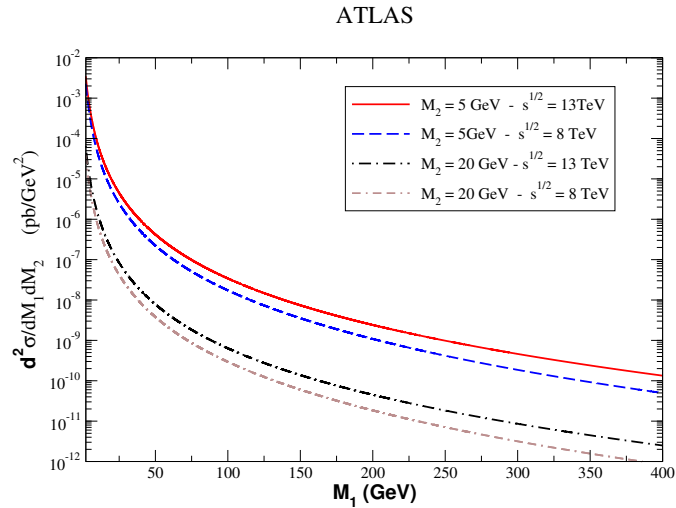


Figura 4.8 - Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões  $pp$  para o detector ATLAS com  $-3 < Y < 3$ .

Nas Figuras 4.7, 4.8 e 4.9 apresentamos as distribuições da massa invariante  $M_1$  onde as variáveis da rapidez  $Y_1$  e  $Y_2$  são integradas nos intervalos de trabalho dos detectores ALICE, ATLAS e LHCb. Observa-se que a produção de diléptons para energias de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV é menor que para energias de  $\sqrt{s} = 13$  TeV, em todos os detectores, e quando aumenta a massa invariante  $M_2$  a contribuição da seção de choque diferencial decai rapidamente. Podemos ver também que a contribuição da seção de choque diferencial no ATLAS é maior que ALICE e maior que LHCb, pois o intervalo da rapidez do ATLAS

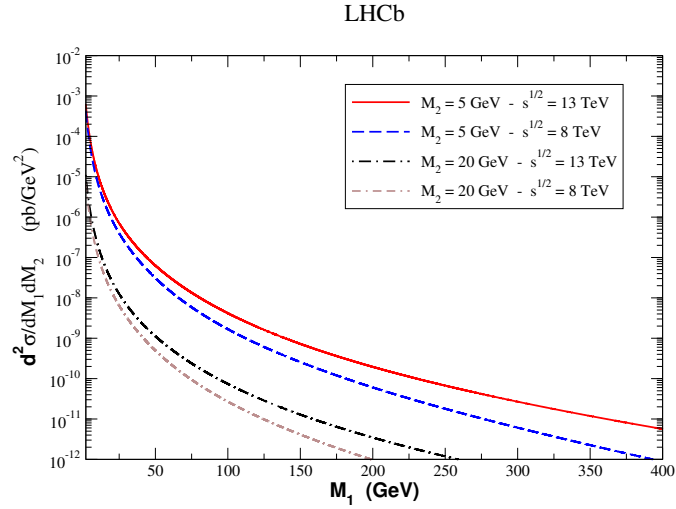


Figura 4.9 - Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões  $pp$  para o detector LHCb com  $2 < Y < 4.5$ .

é maior que do ALICE e que do LHCb. No entanto, a contribuição da seção de choque diferencial do ALICE e do LHCb são semelhantes, já que o intervalo de rapidez do ALICE e LHCb são quase iguais.

Pode-se fazer também uma comparação com respeito à massa invariante. Na figura 4.10, pode-se realçar que a contribuição da seção de choque diferencial para  $\sqrt{s} = 13$  TeV é maior que  $\sqrt{s} = 8$  TeV e, quando aumenta a massa invariante, a seção de choque diferencial decai rapidamente, sendo a contribuição da seção de choque diferencial do ATLAS é maior que ALICE e LHCb.

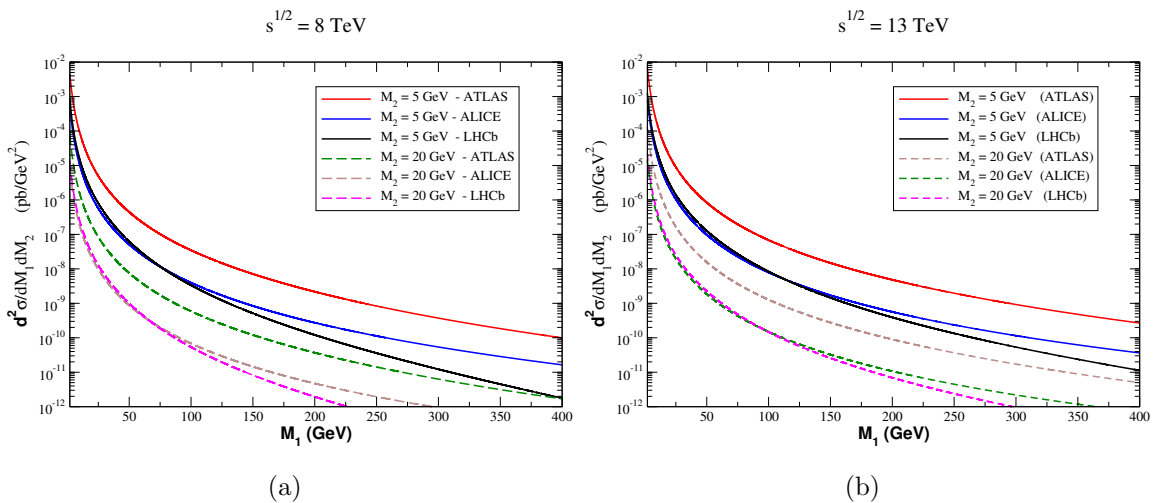


Figura 4.10 - Distribuição da massa invariante da seção de choque diferencial DPS em colisões  $pp$  para a aceitação dos detectores de ALICE, ATLAS, LHCb. Na figura (a) para  $\sqrt{s} = 8$  TeV e na figura (b) para  $\sqrt{s} = 13$  TeV.

Logo, integrando a seção de choque diferencial DPS com respeito à massa invariante, onde o intervalo de integração é de 2 GeV a 100 GeV e a energia de CM é de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de  $\sqrt{s} = 13$  TeV, obtemos os resultados apresentados na Figura 4.11

$$\frac{d^2\sigma}{dY_1 dY_2} = \int_2^{100} \int_2^{100} \frac{1}{2\sigma_{eff}} \frac{d\sigma}{dY_1 dM_1^2} \frac{d\sigma}{dY_2 dM_2^2} dM_1^2 dM_2^2. \quad (4.14)$$

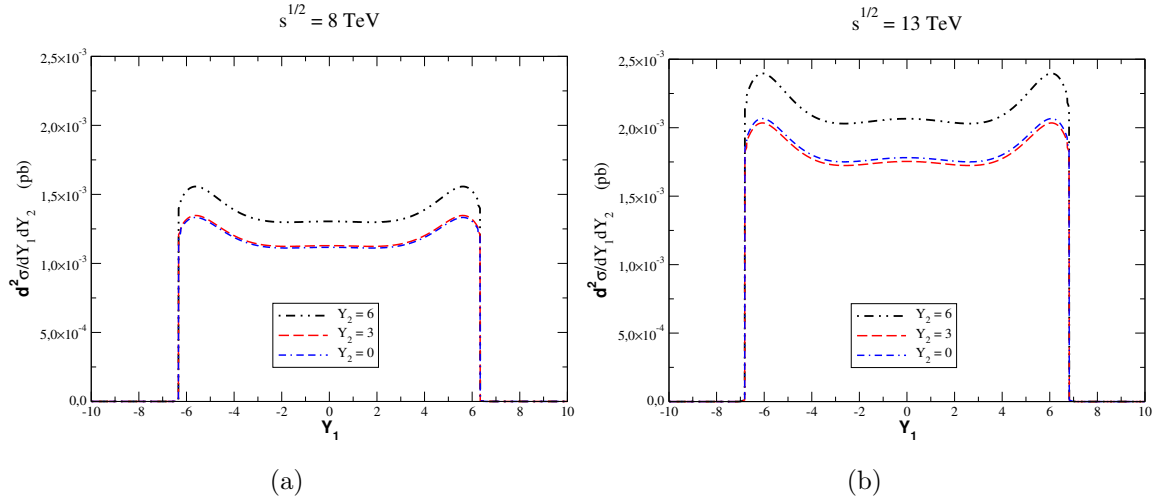


Figura 4.11 - Distribuição da rapidez da seção de choque diferencial DPS em colisões  $pp$  para o intervalo da massa invariante de  $2 \text{ GeV} < M_{1,2} < 100 \text{ GeV}$ . Na figura (a) para  $\sqrt{s} = 8$  TeV e na figura (b) para  $\sqrt{s} = 13$  TeV.

Na Figura 4.11 apresentamos as distribuições da rapidez  $Y_1$  onde podemos ver que a produção de diléptons para energias de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV é menor que para energias de  $\sqrt{s} = 13$  TeV, e pode-se ver também que, quando aumenta a rapidez  $Y_2$ , a contribuição da seção de choque diferencial aumenta. Este resultado é diferente dos anteriores já que em um primeiro momento se esperaria que a seção de choque diferencial diminuísse, mas isso não ocorre pois o espaço de fase no SPS integrado em massa invariante muda, sendo maior. Portanto, a contribuição da seção de choque diferencial aumenta quando a rapidez aumenta.

Na última parte desta seção apresentamos os resultados da comparação entre o cálculo da produção de diléptons no processo Drell-Yan SPS e DPS no LHC.

Na Figura 4.12 apresentamos nossos resultados para o cálculo da produção de diléptons no processo Drell-Yan considerando o processos simples, que denotaremos como Drell-Yan

SPS, e o processo Drell-Yan Duplo, que denotaremos como processo Drell-Yan DPS. A seção de choque total utilizada no processo Drell-Yan SPS é dada pela equação (2.55) que denotaremos como  $\sigma_{(h_A h_B \rightarrow l^+ l^-)}^{SPS}$ , e do processo Drell-Yan DPS é obtida graças à forma simplificada do processo de DPS da (equação 3.8), sendo dada por

$$\sigma_{(h_A h_B \rightarrow l^+ l^-)}^{DPS} = \frac{N}{2\sigma_{eff}} \left( \sigma_{(h_A h_B \rightarrow l^+ l^-)}^{SPS} \times \sigma_{(h_A h_B \rightarrow l^+ l^-)}^{SPS} \right), \quad (4.15)$$

onde se utiliza um fator de simetria  $N = 1$  para 2 pares de diléptons e o  $\sigma_{eff}$  tem um valor de 15 mb.

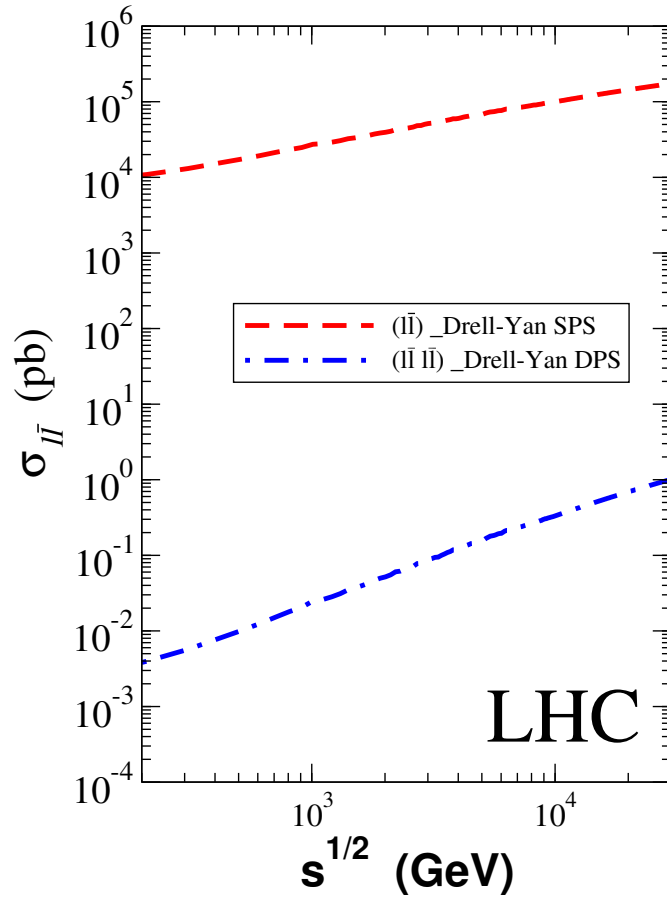


Figura 4.12 - Produção de  $l\bar{l}$  no processo Drell-Yan SPS e no processo Drell-Yan DPS.

A Figura 4.12 apresenta o comportamento com a energia das seções de choque SPS e DPS. Tem-se que a contribuição DPS é um fator da ordem de  $10^5$  menor que a SPS (ver Tabela 4.1). Tal resultado é esperado, visto que o processo DPS para a produção de dois pares de diléptons é da ordem  $\alpha_{em}^4$ , enquanto o processo SPS para a produção de um

par de diléptons é proporcional a  $\alpha_{em}^2$ . Além disso, o processo de produção de diléptons é determinado pelo conteúdo de quarks nos hádrons incidentes, o qual não cresce tão rapidamente em altas energias quanto o conteúdo de glúons. Por outro lado, quando se considera a produção de dois pares de diléptons através de interações SPS, o qual também é da ordem  $\alpha_{em}^4$ , tem-se que os processos SPS e DPS deste mesmo estado final tornam-se da mesma ordem, como demonstrado em [18]. Portanto, o estudo da produção de um par de diléptons poderia ser usado para provar os processos DPS. Entretanto, a separação experimental torna-se extremadamente difícil devido a outros processos que geram estados finais semelhantes. Como consequência, é importante considerar a produção de outros estados finais cujo background seja reduzido.

Produção de léptons				
	$\sigma$ (pb)	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
SPS	$l\bar{l}$	83910	89180	115400
DPS	$l\bar{l} l\bar{l}$	0,2347	0,2651	0,4440

Tabela 4.1 - Seções de choque para a produção de pares de diléptons ( $l\bar{l}$ ) no LHC através do processo SPS e DPS.

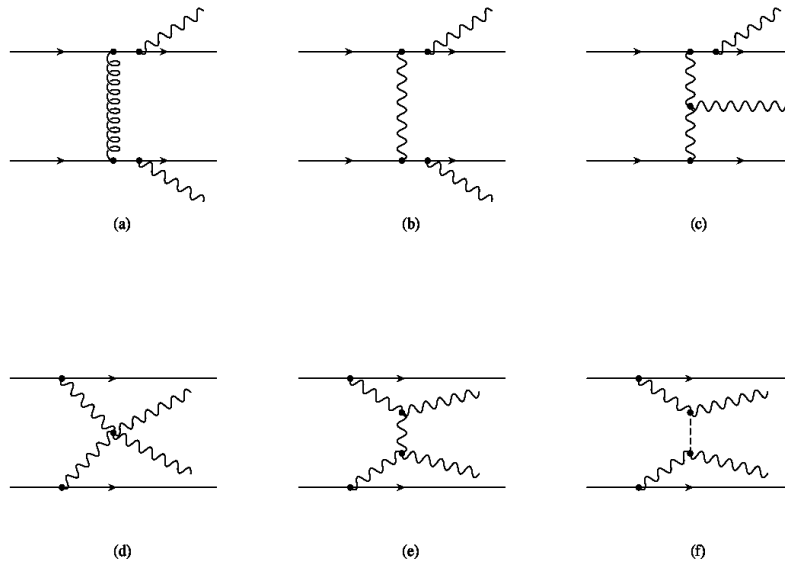


Figura 4.13 - Exemplos de diagramas de Feynman para processos de espalhamento  $uu \rightarrow W^+W^+dd$  via SPS (a) em ordem  $\mathcal{O}(\alpha_s^2\alpha_W^2)$  e (b-f) da ordem  $\mathcal{O}(\alpha_W^4)$ , respectivamente.



## 4.2 Resultados da produção de bóson de calibre

Uma alternativa para o estudo do processo DPS é a produção dupla de bósons de calibre. Em particular, diversos autores [16,17] propuseram o estudo da produção de dois bósons W da mesma carga como sendo uma importante prova do processo DPS, tendo em vista que este estado final é suprimido em processos SPS, cujos diagramas de Feynman são representados na Figura 4.13. No que segue, iremos apresentar nossas previsões para a produção dupla de bósons de calibre no LHC e vamos comparar nossos resultados com as correspondentes previsões SPS.

Na Figura 4.14 apresentamos nossos resultados para o cálculo da produção de bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  considerando processos simples, que denotaremos como  $W^\pm$ -SPS e  $Z^0$ -SPS. Também calculamos a produção de bósons considerando o processo de DPS ou processo duplo, que denotaremos como  $W^\pm$ -DPS e  $Z^0$ -DPS. A seção de choque total utilizada no processo simples é obtida integrando sobre o espaço de fase da rapidez nos intervalos de -5 a 5 as equações 2.76, 2.77, 2.78 para  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  respectivamente, que denotaremos como  $\sigma_{(h_A h_B \rightarrow W^\pm/Z^0)}^{SPS}$ . A seção de choque total utilizada no processo DPS é obtida graças à forma simplificada da equação (3.8).

$$\sigma_{(h_A h_B \rightarrow W^\pm/Z^0)}^{DPS} = \frac{N}{2\sigma_{eff}} \left( \sigma_{(h_A h_B \rightarrow W^\pm/Z^0)}^{SPS} \times \sigma_{(h_A h_B \rightarrow W^\pm/Z^0)}^{SPS} \right). \quad (4.16)$$

Na equação (4.16) a seção de choque total para o processo  $W^\pm$ -DPS e  $Z^0$ -DPS utiliza um fator de simetria  $N = 1$  porque são produzidos 2 pares de  $W^+, W^-$  ou  $Z^0$ , respectivamente, e  $\sigma_{eff} = 15$  mb.

Da análise da Figura 4.14 e da Tabela 4.2, pode-se ver que a produção de  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z^0$  no processo SPS são comparáveis em magnitude, no entanto, este processo é quatro ordens de magnitude maior do que o processo DPS na produção de dois  $W^\pm$  ou  $Z^0$ , o qual é esperado de nossa análise do processo Drell-Yan. Nossas previsões para a produção dupla de bósons de calibre, considerando as diferentes combinações de estados finais, concordam com os resultados apresentados nas Refs. [16,17] e reproduzidos na Figura 4.15. Em particular, nossos resultados para a produção de dois W do mesmo sinal são da mesma ordem de magnitude da produção de dois W do mesmo sinal via o processo SPS. Salienta-se que, neste último caso, os dois W estarão acompanhados por dois jatos (veja a Figura 4.13 para a representação dos diagramas de Feynman correspondentes) enquanto no caso DPS somente os dois W serão produzidos. Tal diferença tem motivado o estudo experimental deste estado final como uma prova do processo DPS.

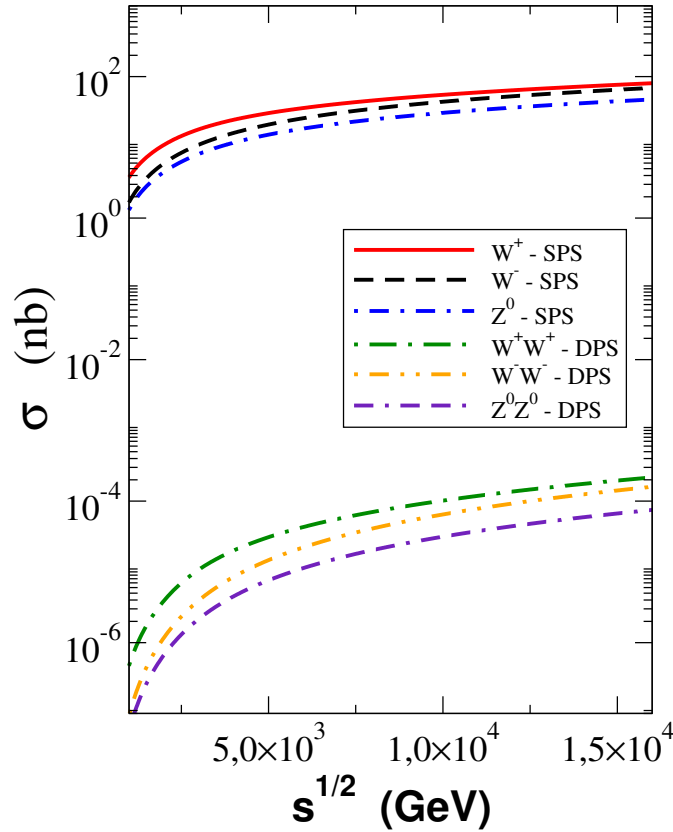


Figura 4.14 - Produção de  $W^\pm$  e  $Z^0$  no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS).

Produção de Bósons				
	$\sigma$ (nb)	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
SPS	$W^+$	41,12	45,99	68,27
SPS	$W^-$	30,57	35,17	56,91
SPS	$Z^0$	21,64	24,75	39,29
DPS	$W^+W^+$	$0,056 \times 10^{-3}$	$0,070 \times 10^{-3}$	$0,155 \times 10^{-3}$
DPS	$W^-W^-$	$0,031 \times 10^{-3}$	$0,041 \times 10^{-3}$	$0,108 \times 10^{-3}$
DPS	$Z^0Z^0$	$0,015 \times 10^{-3}$	$0,020 \times 10^{-3}$	$0,051 \times 10^{-3}$

Tabela 4.2 - Seções de choque para a produção de bósons de calibre massivos ( $W^\pm$  e  $Z^0$ ) no LHC através do processo SPS e DPS.

### 4.3 Resultados da produção de quark pesados e quarkonium

Nesta seção apresentamos os resultados para produção de quarks pesados e quarkonium. A seção de choque destes processos para altas energias é determinada pelo conteúdo

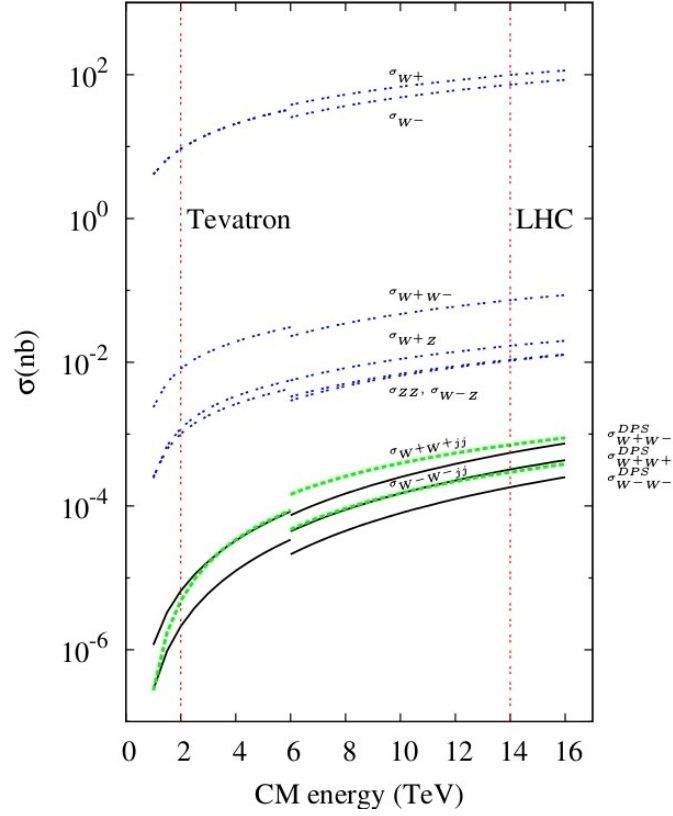


Figura 4.15 - Produção de  $W^\pm$  e  $Z^0$  no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS) [16].

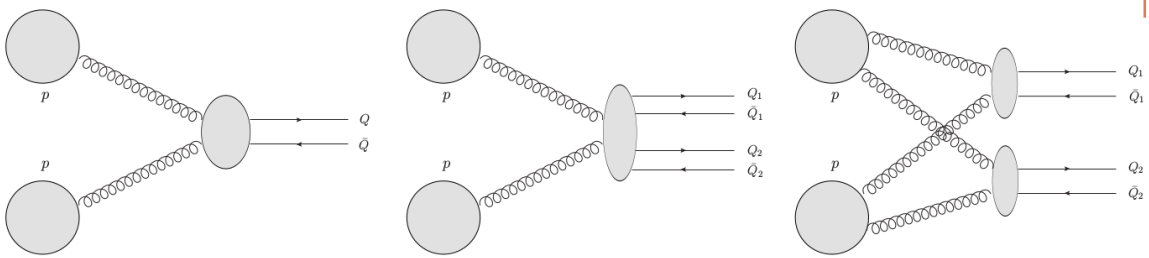


Figura 4.16 - Na esquerda: produção de um par  $Q\bar{Q}$  via o processo SPS. No centro: Produção de  $Q\bar{Q}Q\bar{Q}$  via o processo SPS. Na direita: Produção de  $Q\bar{Q}Q\bar{Q}$  via o processo DPS [19].

de glúons e como o crescimento da distribuição de glúons com respeito a energia de CM é muito maior que a distribuição de quarks, espera-se que o DPS seja maior em comparação aos resultados para os outros estados finais analisados anteriormente. Nossa análise motiva-se nos resultados apresentados na Ref. [55], onde a produção dupla de pares de quarks pesados foi estimada considerando o formalismo de dipolo. Tal referencia demonstrou que a contribuição DPS torna-se significativa no LHC. Nosso objetivo é considerar os mesmos estados finais usando o formalismo da fatorização colinear e o CEM, o qual também nos permite estimar a produção de quarkonium.

### 4.3.1 Resultados da produção de quark pesados

Quarks pesados podem ser produzidos via processos SPS e DPS representados na Figura 4.16. No caso de um par  $c\bar{c}$ , o diagrama dominante em LO é apresentado à esquerda. Já a produção dupla de um par  $c\bar{c}$  pode ocorrer via processos SPS (painel central) e DPS (painel à direita). Em ambos os casos o processo elementar é de ordem  $\alpha_s^4$ . Entretanto, enquanto o processo SPS é proporcional a produto de duas distribuições de glúons, o processo DPS é proporcional ao produto de quatro distribuições de glúon, o que implica que o crescimento com a energia da seção de choque DPS seja maior do que o SPS. Em particular, os resultados apresentados na Ref. [19] para a distribuição da massa invariante do duplo par  $c\bar{c}$ , reproduzidas na Figura 4.22, demonstram que o processo DPS domina para baixas massas invariantes. Tal resultado é uma das motivações para a análise que apresentaremos abaixo.

A seguir, apresentamos nossos resultados para o cálculo da produção de quarks pesados  $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$  considerando processos simples, que denotaremos como  $c\bar{c}$  SPS e  $b\bar{b}$  SPS. Também calculamos a produção de quarks pesados considerando o processo de DPS ou processo duplo, que denotaremos como  $c\bar{c}$  DPS e  $b\bar{b}$  DPS. A seção de choque total para a produção de quark pesados no SPS é dada pela equação (2.85), que denotaremos como  $\sigma_{open}^{SPS}$ , onde *open* pode ser  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$  e a seção de choque total utilizado no processo de DPS é obtida graças à forma simplificada da equação (3.8)

$$\sigma_{open}^{DPS} = \frac{N}{2\sigma_{eff}} (\sigma_{open}^{SPS} \times \sigma_{open}^{SPS}), \quad (4.17)$$

onde na equação (4.17) é a seção de choque total para o processo de DPS com um fator de simetria  $N = 1$  porque para 2 pares de  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$  e  $\sigma_{eff} = 15$  mb.

Inicialmente, vamos comparar nossas previsões SPS com os dados existentes para a produção de quarks pesados para altas energias. Como podemos ver na Figura 4.18(a) e 4.20(a), a produção de quarks charm pode ser descrita assumindo  $m_c = 1,4$  GeV e  $K = 1$ , e a de quarks bottom considerando  $m_b = 4,5$  GeV e  $K = 1,6$ .

Na Figura 4.18(a) observa-se que, para energias de CM no regime cinemático do LHC, a contribuição do processo DPS é significativa com respeito ao processo SPS, onde o processo DPS teve um declive maior do que o processo SPS. Este resultado esperava-se, tendo em conta que a produção de quarks pesados depende de glúons e que, no regime de altas energias, os hádrons são governados por glúons e a distribuição dos glúons para altas energias é grande. A contribuição do processo DPS com respeito ao processo SPS é de 28,65% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, e de 32,31% para energias de

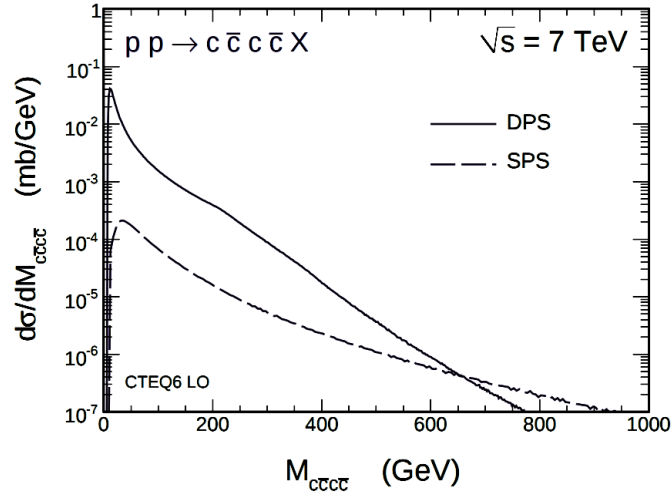


Figura 4.17 - Distribuição da massa invariante do processo  $pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}X$  para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV [19].

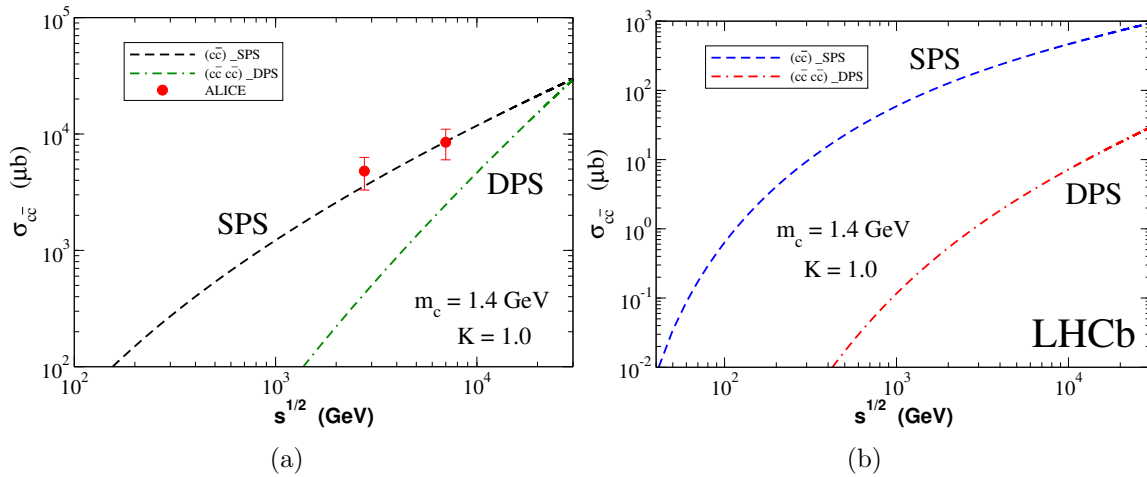


Figura 4.18 - Produção de  $c\bar{c}$  com respeito a energia de CM no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb.

CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de 49,41% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV, apresentados na Figura 4.18(a) e Tabela 4.3. Na Figura 4.18(b) observa-se que a contribuição do processo DPS é considerável com respeito ao processo SPS onde as seções de choque foram integradas no intervalo de rapidez  $2 < Y < 4,5$  do LHCb. A contribuição do processo DPS com respeito ao processo SPS é de 1,21% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, de 1,33% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de 1,85% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV como mostram a Figura 4.18(b) e Tabela 4.4. Esta diferença é devido ao espaço de fase do LHCb ser menor a do LHC, tanto para SPS como para DPS.

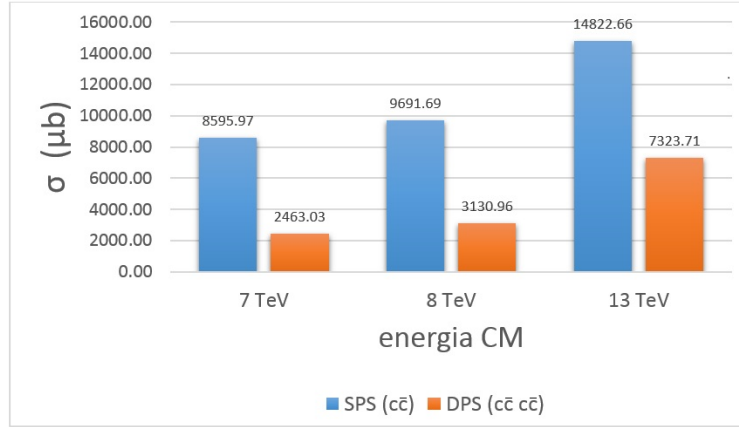


Figura 4.19 - Histograma para a comparação do processo SPS no estado final ( $c\bar{c}$ ) entre o processo DPS no estado final ( $c\bar{c}c\bar{c}$ ).

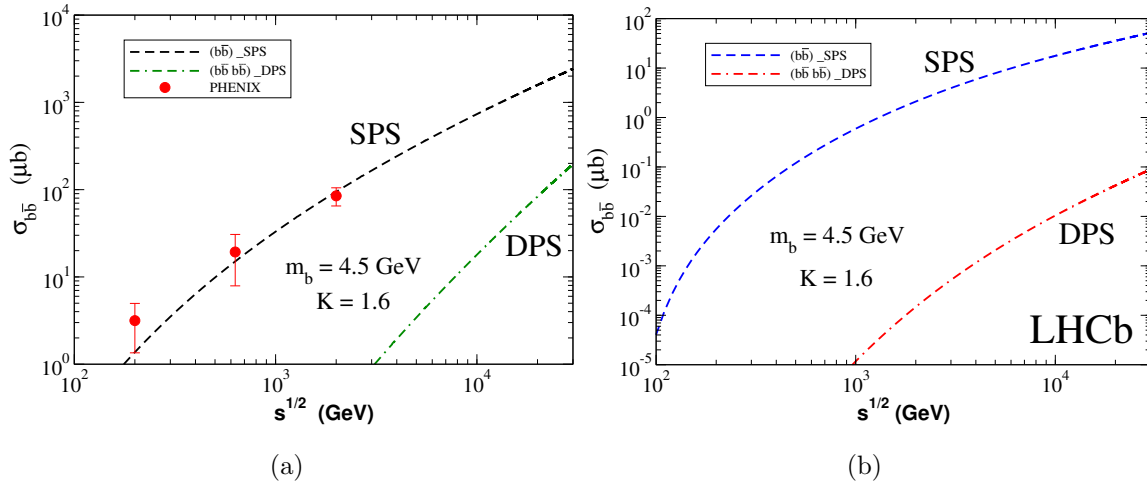


Figura 4.20 - Produção de  $b\bar{b}$  com respeito a energia de CM no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb.

Na Figura 4.20(a) apresentamos nossos resultados para a produção de quarks bottom. Neste caso, a contribuição do processo DPS é considerável com respeito ao SPS, embora a contribuição é em menor percentual. Pode-se ver que a contribuição do processo DPS com respeito ao processo SPS é de 1,61% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, e de 1,89% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de 3,29% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV como se mostram na Figura 4.20(a) e na Tabela 4.3. Na Figura 4.20(b) observa-se também que o processo DPS é considerável. Pode-se ver que a contribuição do processo DPS com respeito ao SPS é de 0,04% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, de 0,05% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV, de 0,08% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV como se mostram

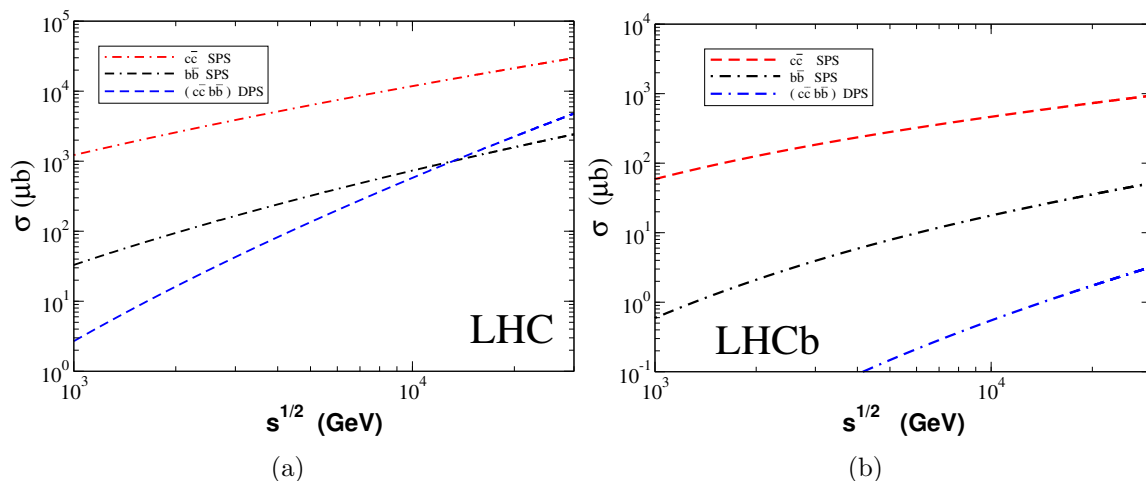


Figura 4.21 - Produção mista de  $c\bar{c}b\bar{b}$  com respeito a energia de CM no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb.

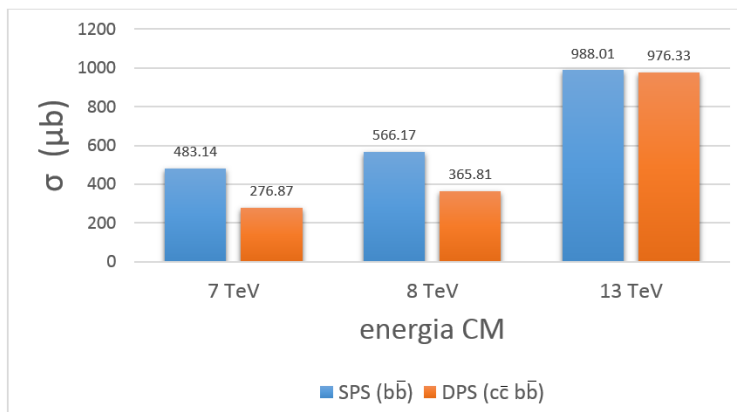


Figura 4.22 - Histograma para a comparação do processo SPS no estado final ( $b\bar{b}$ ) entre o processo DPS no estado final ( $c\bar{c}b\bar{b}$ ).

na Figura 4.20(b) e na Tabela 4.4.

Na Figura 4.21 apresentamos as nossas previsões para a produção de estados finais mistos  $c\bar{c}b\bar{b}$ . Na Figura 4.21(a) os resultados são obtidos no intervalo de rapidez do LHC, enquanto na Figura 4.21(b) as seções de choque foram integradas no intervalo de rapidez  $2 < Y < 4,5$  do LHCb. No primeiro caso, podemos ver que o processo DPS ( $c\bar{c}b\bar{b}$ ) cresce mais rapidamente em função da energia de CM do que nos processos SPS. A contribuição do processo DPS ( $c\bar{c}b\bar{b}$ ) com respeito ao processo SPS( $b\bar{b}$ ) é de 57,31% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, de 64,61% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de 98,82% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Em consequência, o processo DPS ( $c\bar{c}b\bar{b}$ ) torna-se significativo nas estimativas para a produção de  $b\bar{b}$ . Pelo contrário, na Figura 4.21(b) a contribuição

LHC				
	$\sigma$ ( $\mu b$ )	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
SPS	$c\bar{c}$	8595,9739	9691,6896	14822,6570
SPS	$b\bar{b}$	483,1375	566,1698	988,0047
DPS	$c\bar{c} c\bar{c}$	2463,0256	3130,9616	7323,7054
DPS	$b\bar{b} b\bar{b}$	7,7804	10,6849	32,5384
DPS	$c\bar{c} b\bar{b}$	276,8691	365,8094	976,3237

Tabela 4.3 - Seções de choque para a produção de quarks pesados ( $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ ) no LHC através dos processos SPS e DPS.

LHCb				
	$\sigma$ ( $\mu b$ )	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
SPS	$c\bar{c}$	361,3760	397,7778	554,3666
SPS	$b\bar{b}$	11,8479	13,8116	23,2686
DPS	$c\bar{c} c\bar{c}$	4,3531	5,2742	10,2441
DPS	$b\bar{b} b\bar{b}$	0,0047	0,0064	0,0181
DPS	$c\bar{c} b\bar{b}$	0,2854	0,3663	0,8599

Tabela 4.4 - Seções de choque para a produção de quarks pesados ( $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ ) no LHCb através dos processos SPS e DPS.

do processo DPS ( $c\bar{c} b\bar{b}$ ) com respeito ao processo SPS( $b\bar{b}$ ) é muito menor, em torno ao percentual aproximado de 2,91%. Já na comparação do LHCb e LHC, a contribuição do LHCb é de aproximadamente 0,10% com respeito ao LHC no processo DPS ( $c\bar{c} b\bar{b}$ ).

Os resultados apresentados nesta seção, obtidos usando a fatorização colinear e a parametrização CTEQ6 para as distribuições partônicas, estão em concordância com os resultados apresentados na Ref. [55] usando o formalismo de dipolos. Em particular, demonstram que a análise da produção de quatro quarks pesados é uma prova ideal dos processos DPS no LHC. Além disso, dada a elevada taxa de produção de quarks pesados, devemos esperar o conseqüente impacto na produção de seus correspondentes estados ligados. Na próxima seção iremos expandir nosso estudo a produção de quarkonium em processos DPS.

### 4.3.2 Resultados da produção de quarkonium

Na continuação apresentamos nossos resultados para o cálculo de quarkonium, como charmonium ( $J/\psi$ ) ou bottomonium ( $\Upsilon$ ), considerando processos simples, que denotaremos como  $J/\psi$  SPS e  $\Upsilon$  SPS, respectivamente. Também calculamos a produção de quarkonium considerando o processo de DPS ou processo duplo, que denotaremos como  $J/\psi$  DPS e  $\Upsilon$  DPS. Este cálculo foi motivado graças aos resultados obtidos no artigo [20],



onde a produção de dois pares de  $J/\psi$  via o processo SPS (Figura 4.23), proporcional a  $\alpha_s^4$ , é suprimido e torna-se comparável ao processo DPS. Pode-se ver na Figura 4.24 que a contribuição do processo DPS torna-se maior para uma maior rapidez.

A seção de choque total para a produção de quarkonium simples SPS é dada pela equação

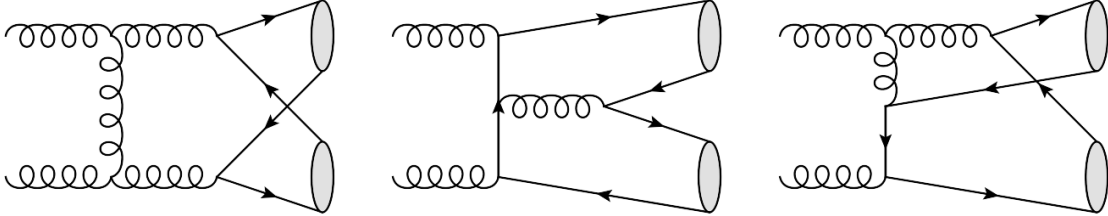


Figura 4.23 - Diagramas de Feynman típicos para a contribuição de  $pp \rightarrow 2H + X$  em LO com  $\alpha_s$ . Só são mostramos diagramas de fusão glúon-glúon, as linhas de quarks representam o quark charm ou bottom onde  $H = J/\psi(\Upsilon)$ .

(1.84), que denotaremos como  $\sigma_{quarkonium}^{SPS}$ , com *quarkonium* podendo ser  $J/\psi$  ou  $\Upsilon$ , e a seção de choque total utilizado no processo duplo DPS é obtida graças à forma simplificada da equação (3.8)

$$\sigma_{quarkonium}^{DPS} = \frac{N}{2\sigma_{eff}} (\sigma_{quarkonium}^{SPS} \times \sigma_{quarkonium}^{SPS}), \quad (4.18)$$

onde na equação (4.18) é a seção de choque total para o processo DPS, onde se utiliza um fator de simetria  $N = 1$  dada a produção de dois  $J/\psi$  ou  $\Upsilon$ , com  $\sigma_{eff} = 15$  mb.

Na Figura 4.25 apresentamos as nossas previsões para os processos diferentes, como são SPS e DPS na produção  $J/\psi$ . Na Figura 4.25(a) podemos ver que a contribuição do processo DPS com respeito ao SPS é de 0,35% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, de 1,51% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de 1,74% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Na Figura 4.25(b) a contribuição do processo DPS com respeito ao processo SPS é de 0,08% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, de 0,09% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de 0,12% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV.

Na Figura 4.26 apresentamos as nossas previsões para a produção do  $\Upsilon$  em processos SPS e DPS. Na Figura 4.26(a) podemos ver que a contribuição do processo DPS com respeito ao SPS é de 0,005% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, de 0,006% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de 0,009% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Na Figura 4.25(b) a contribuição do processo DPS com respeito ao processo SPS é de 0,001% para energia de

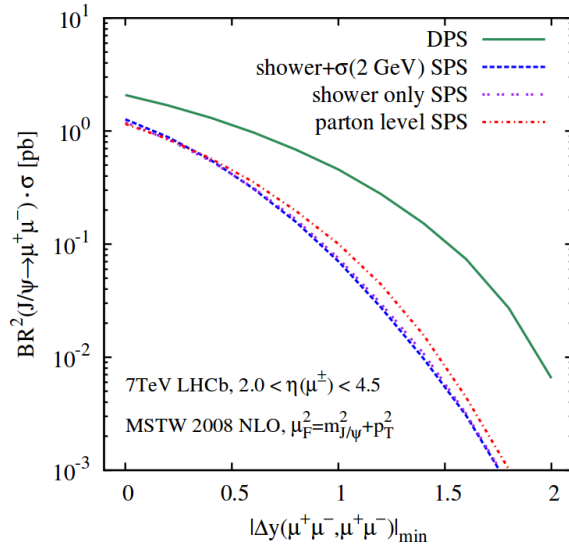


Figura 4.24 - Seção de choque para a produção de pares de  $J/\psi$  no processo DPS e SPS em função de cortes de rapidez [20].

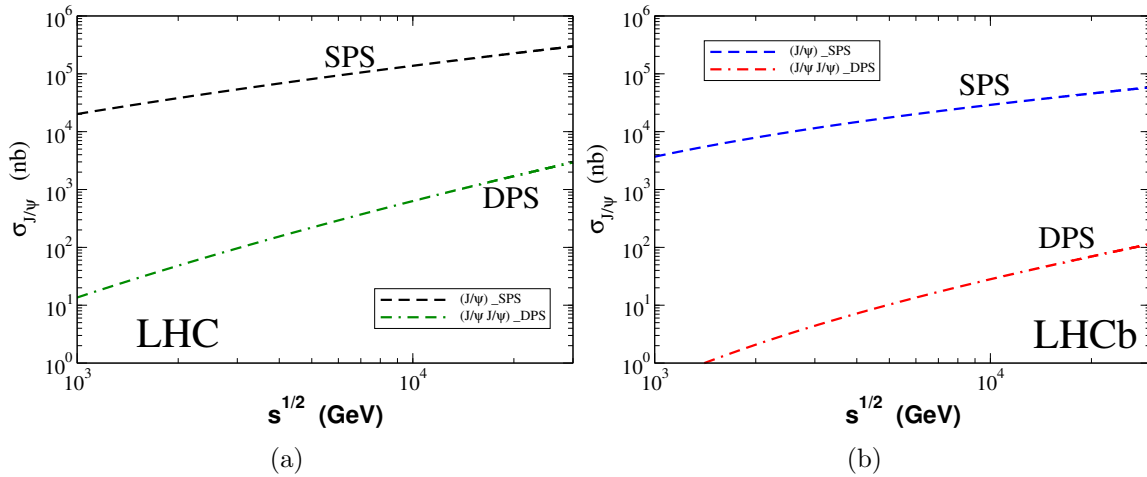


Figura 4.25 - Produção de quarkonium  $J/\psi$  com respeito a energia de CM no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb.

CM de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, de 0,001% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 8$  TeV e de 0,002% para energia de CM de  $\sqrt{s} = 13$  TeV.

Nossas previsões para a produção de quarkonium para as energias do LHC são apresentados nas tabelas 4.5 e 4.6. em comparação com os resultados para a produção duplo de quarkonium via o processo SPS apresentados na Ref. [60]. Nossas previsões demonstram que o processo DPS torna-se significativo na região provado pelo LHC.

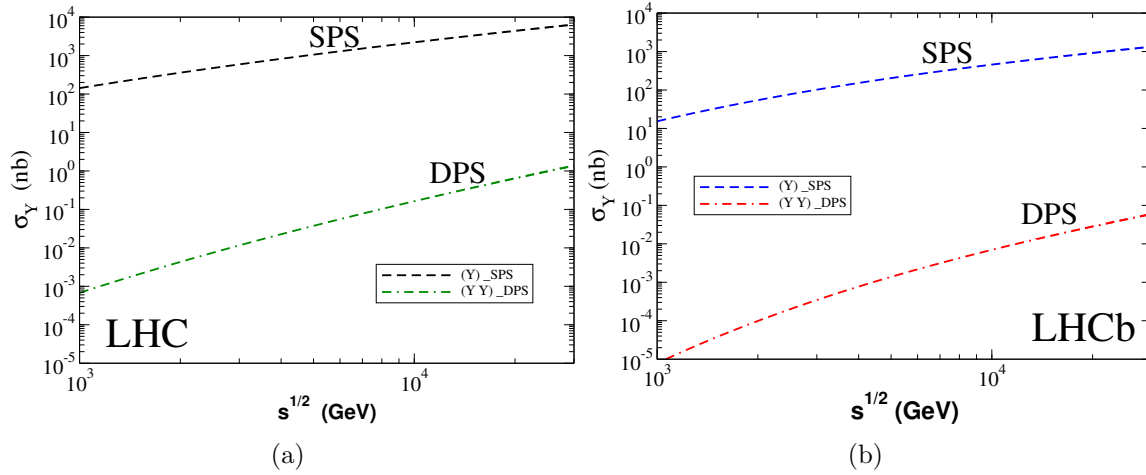


Figura 4.26 - Produção de quarkonium  $\Upsilon$  com respeito a energia de CM no processo simples (SPS) e no processo duplo (DPS). A figura (a) se mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb.

LHC				
	$\sigma$ (nb)	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
SPS	$J/\psi$	105395,8800	116601,5500	166703,2900
DPS	$J/\psi J/\psi$	370,2764	453,1974	926,3329
SPS	$\Upsilon$	1525,6853	1756,9114	2884,9590
DPS	$\Upsilon\Upsilon$	0,0776	0,1029	0,2774

Tabela 4.5 - Seções de choque para a produção de quarkonium ( $J/\psi$  e  $\Upsilon$ ) no LHC através dos processos SPS e DPS.

LHCb				
	$\sigma$ (nb)	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
SPS	$J/\psi$	22586,0030	24861,1120	34647,9130
DPS	$J/\psi J/\psi$	17,0043	20,6025	40,0159
SPS	$\Upsilon$	306,5664	357,3758	602,0764
DPS	$\Upsilon\Upsilon$	0,0031	0,0043	0,0121

Tabela 4.6 - Seções de choque para a produção de quarkonium ( $J/\psi$  e  $\Upsilon$ ) no LHCb através dos processos SPS e DPS.

### 4.3.3 Resultados da produção mista de quarkonium e quarks pesados

Nesta subseção consideraremos a produção mista de quarks pesados e quarkonium. Em processos SPS, o estado final  $c\bar{c} + J/\psi$  pode ser produzido através dos diagramas representados na Figura 4.27. Por outro lado, quando consideramos o processo DPS, este mesmo estado é gerado através da produção do  $c\bar{c}$  em uma das interações e o  $J/\psi$  na segunda

interação. Assim, como no caso da produção de quarks pesados, temos que os processos SPS são proporcionais ao produto de duas distribuições de glúons e o DPS ao produto de quatro distribuições. Portanto, também neste caso devemos esperar uma contribuição significativa do processo DPS.

Em seguida, apresentamos os resultados para uma produção mista de processo simples em um processo DPS, na qual consiste em multiplicar processos simples com estados finais diferentes utilizando a equação 1.84. Toma-se em consideração a produção de quarks pesados ( $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$ ) e quarkonium ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ). Na seção de choque total para o processo DPS utiliza-se um fator de simetria  $N = 2$  onde são produzidos dois pares de partículas diferentes, tais como  $c\bar{c}J/\psi$ ,  $b\bar{b}\Upsilon$  ou  $c\bar{c}\Upsilon$ , com um  $\sigma_{eff} = 15$  mb.

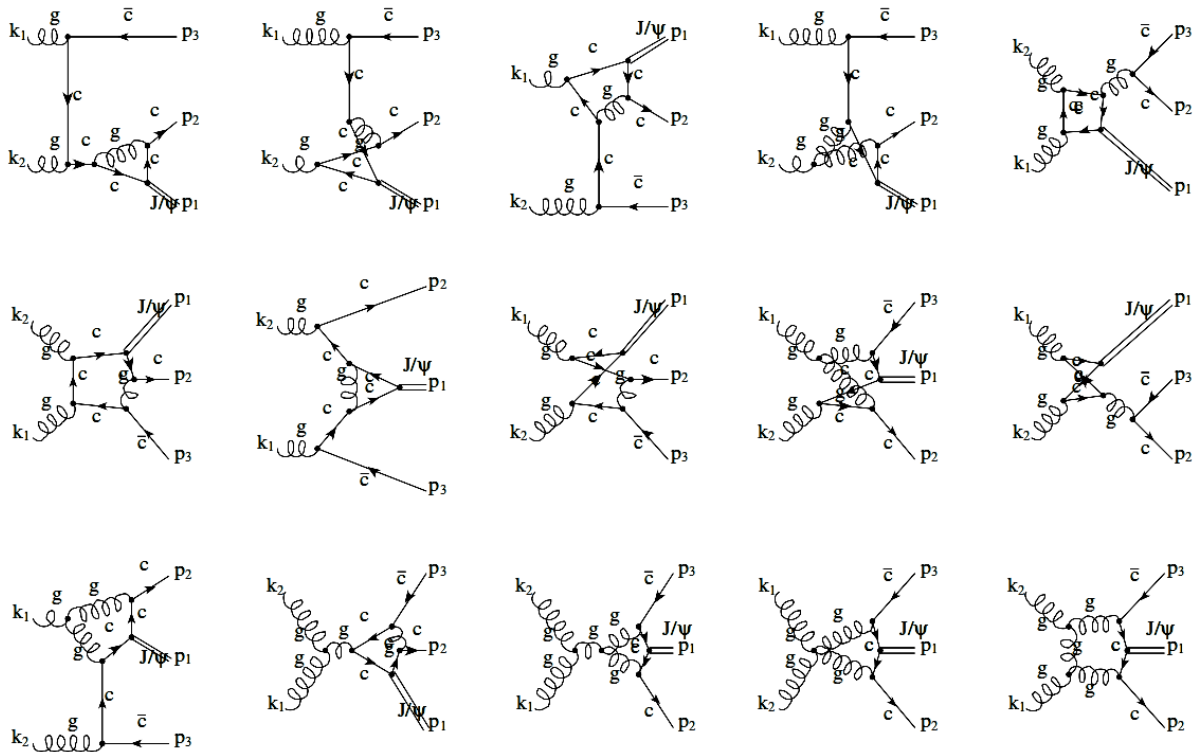


Figura 4.27 - Diagramas de Feynman característicos para a contribuição de  $gg \rightarrow J/\psi + c + \bar{c}$  para QCD com  $\alpha_s^4$ .

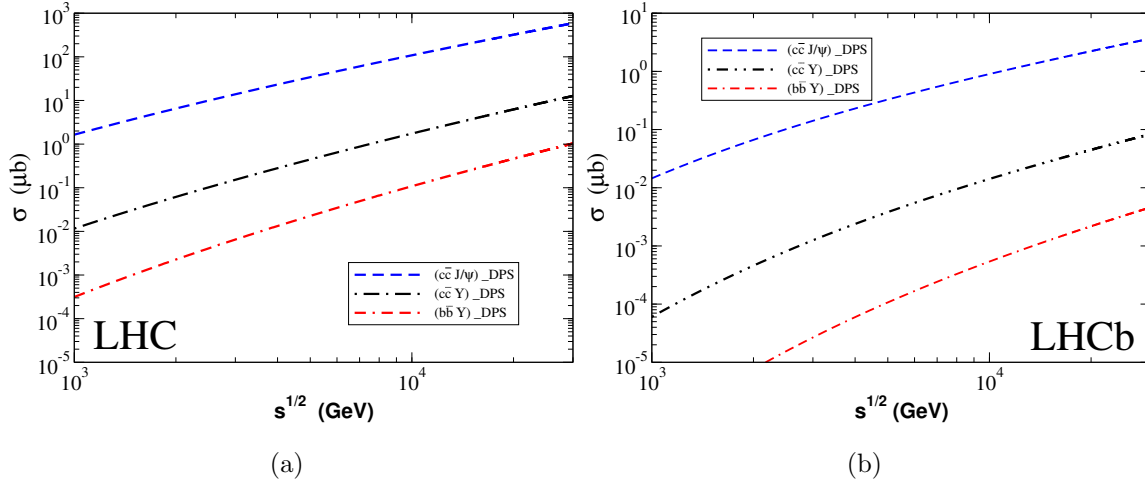


Figura 4.28 - Produção mista de estados ligados com quarkonium  $c\bar{c}J/\psi$ ,  $b\bar{b}\Upsilon$ ,  $c\bar{c}\Upsilon$  com respeito a energia de CM no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb.

Na Figura 4.28 apresentamos as nossas previsões para diferentes estados finais em um processo DPS misto, onde observa-se na Figura 4.28(a) e na Figura 4.28(b) que a seção de choque ( $\sigma_{(c\bar{c} J/\psi)}$ ) domina frente as demais, [ $\sigma_{(c\bar{c} J/\psi)} > \sigma_{(c\bar{c} \Upsilon)} > \sigma_{(b\bar{b} \Upsilon)}$ ]. Este resultado é devido a produção do quark charm é maior do que produção do quark bottom tanto no processo SPS como DPS. Portanto, o par quark-antiquark charm em associação com alguma outra partícula tem contribuição que tende a ser maior.

Nossas previsões para as seções de choque DPS são apresentadas na Tabela 4.7 e 4.8, em comparação com os resultados para a produção SPS apresentados na Ref. [61]. Nossas previsões demonstram que o processo DPS torna-se significativo na região do LHC e este resultado concorda com a Ref. [62].

LHC				
	$\sigma$ ( $\mu b$ )	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
DPS	$c\bar{c} J/\psi$	60,3987	75,3377	164,7324
DPS	$c\bar{c} \Upsilon$	0,8743	1,1352	2,8503
DPS	$b\bar{b} \Upsilon$	0,0491	0,0663	0,1900

Tabela 4.7 - Seções de choque para a produção mista entre quarks pesados ( $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ ) e quarkonium ( $J/\psi$  e  $\Upsilon$ ) no LHC.

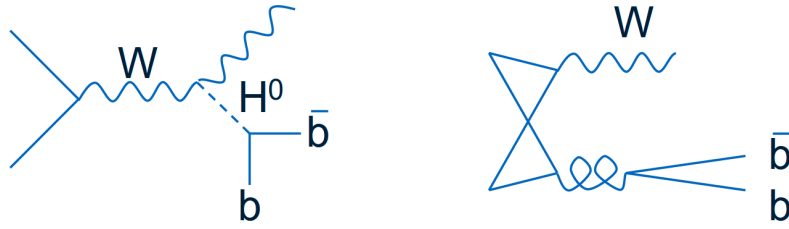


Figura 4.29 - Diagrama característico para a produção do Higgs via o processo SPS e background no processo DPS.

LHCb				
	$\sigma$ ( $\mu b$ )	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
DPS	$c\bar{c} J/\psi$	0,5441	0,6593	1,2805
DPS	$c\bar{c} \Upsilon$	0,0074	0,0095	0,0223
DPS	$b\bar{b} \Upsilon$	0,00024	0,00032	0,00093

Tabela 4.8 - Seções de choque para a produção mista entre quarks pesados ( $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ ) e quarkonium ( $J/\psi$  e  $\Upsilon$ ) no LHCb.

#### 4.4 Resultados da produção mista de quark pesados, quarkonium, $W^\pm$ e $Z^0$

Ao decorrer deste trabalho, na produção de quatro leptons, na produção de dois  $W^\pm$  e na produção de dois quarkonium, tanto  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ , foi percebido que a contribuição do processo DPS é comparável ao processo SPS. No entanto, a contribuição do processo DPS é maior ao processo SPS na produção de quatro quarks pesados, tornando-se comparável ao processo SPS para a produção de dois quarks pesados. Assim, este resultado motiva para o cálculo da produção mista, porque na produção de quarks pesados (dependente da distribuição de glúons) em associação com outras partículas como  $W^\pm$  e  $Z^0$  (dependentes só da distribuição de quarks), a produção do quark pesado faz com que a contribuição mista seja enaltecida. Por exemplo, como se mostra na Figura 4.29, o background do processo DPS é importante para a produção do Higgs associadas a um W via processos SPS. No que segue usaremos a equação (3.8) para o cálculo da seção de choque total para o processo DPS, com um fator de simetria  $N = 2$  porque são produzidos dois pares de partículas diferentes.

Na Figura 4.30 apresentamos as nossas previsões para estados finais diferentes no processo DPS, onde observa-se na Figura 4.30(a) e na Figura 4.30(b) que a seção de choque ( $\sigma_{(c\bar{c} W^+)}$ ) domina frente as demais, [ $\sigma_{(c\bar{c} W^+)} > \sigma_{(c\bar{c} Z^0)} > \sigma_{(b\bar{b} W^+)} > \sigma_{(b\bar{b} Z^0)}$ ].

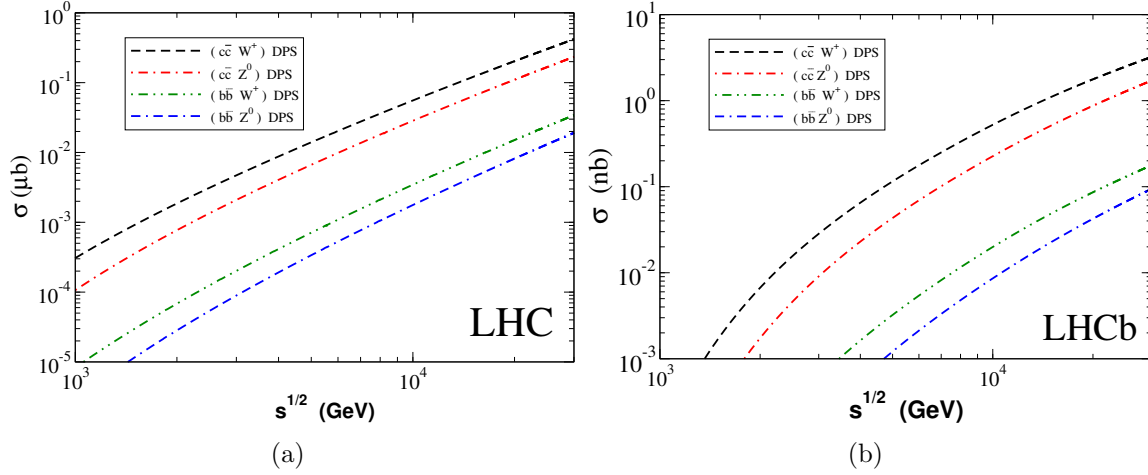


Figura 4.30 - Produção mista de estados ligados com bósons de calibre como são  $c\bar{c}W^+$ ,  $c\bar{c}Z^0$ ,  $b\bar{b}W^+$ ,  $b\bar{b}Z^0$  com respeito a energia de CM no processo dupla (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb.

Este resultado é devido a produção do quark charm ser maior do que produção do quark bottom tanto no processo SPS como DPS, e na produção do bóson  $W^+$  é maior ao  $Z^0$ , de tal forma que a combinação do  $(c\bar{c}W^+)$  é maior do que as outras combinações.

LHC				
	$\sigma_{DPS}$ ( $\mu b$ )	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
DPS	$c\bar{c} W^+$	0,0276	0,0360	0,0915
DPS	$c\bar{c} Z^0$	0,0137	0,0180	0,0479
DPS	$b\bar{b} W^+$	0,0016	0,0021	0,0061
DPS	$b\bar{b} Z^0$	0,0008	0,0011	0,0032

Tabela 4.9 - Seções de choque para a produção mista entre quarks pesados ( $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ ) e bósons ( $W^+$  e  $Z^0$ ) no LHC.

Nas Tabelas 4.9 e 4.10 apresentamos nossas previsões para as seções de choque dos diferentes estados finais mistos para as energias do LHC. Nossos resultados indicam que as seções de choque são significativas, o que motiva uma análise mais detalhada deste estado final no futuro.

Vamos considerar agora a produção associada de um quarkonium e um bóson de calibre.

LHCb				
	$\sigma_{DPS}$ (nb)	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
DPS	$c\bar{c} W^+$	0,2501	0,3328	0,8607
DPS	$c\bar{c} Z^0$	0,1012	0,1381	0,3895
DPS	$b\bar{b} W^+$	0,0082	0,0116	0,0361
DPS	$b\bar{b} Z^0$	0,0033	0,0048	0,0164

Tabela 4.10 - Seções de choque para a produção mista entre quarks pesados ( $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ ) e bósons ( $W^+$  e  $Z^0$ ) no LHCb.

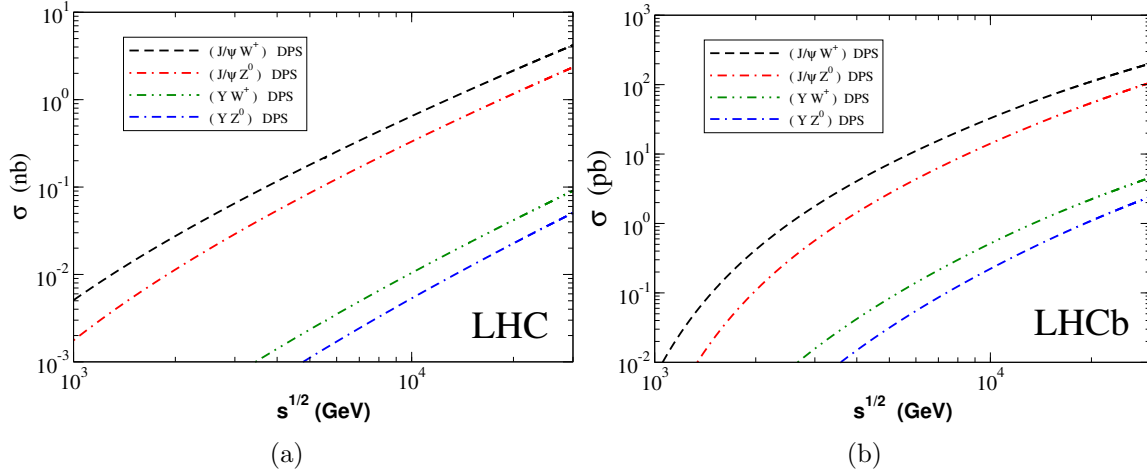


Figura 4.31 - Produção mista de quarkonium com bósons de calibre como são  $J/\psi W^+$ ,  $J/\psi Z^0$ ,  $\Upsilon W^+$ ,  $\Upsilon Z^0$  com respeito a energia de CM no processo duplo (DPS). A figura (a) mostra a produção para um espaço de fase do LHC e a figura (b) para a aceitação do LHCb.

Na Figura 4.31 apresentamos as nossas previsões para estados finais diferentes no processo DPS. Observa-se na Figura 4.31(a) e na Figura 4.31(b) que a seção de choque ( $\sigma_{(J/\psi W^+)}$ ) domina frente as demais, [ $\sigma_{(J/\psi W^+)} > \sigma_{(J/\psi Z^0)} > \sigma_{(\Upsilon W^+)} > \sigma_{(\Upsilon Z^0)}$ ]. Este resultado é devido a produção do quarkonium  $J/\psi$  ser maior do que a produção do quarkonium  $\Upsilon$  tanto no processo SPS como DPS, e na produção do bóson  $W^+$  é maior ao  $Z^0$ , de tal forma que a combinação do  $(J/\psi W^+)$  é maior as outras combinações. Nossas previsões para as seções de choque total são apresentadas nas Tabelas 4.11 e 4.12.



LHC				
	$\sigma_{DPS}$ (nb)	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
DPS	$J/\psi W^+$	0,3389	0,4332	1,0294
DPS	$J/\psi Z^0$	0,1675	0,2169	0,5393
DPS	$\Upsilon W^+$	0,0049	0,0065	0,0178
DPS	$\Upsilon Z^0$	0,0024	0,0033	0,0093

Tabela 4.11 - Seções de choque para a produção mista entre quarkonium ( $J/\psi$  e  $\Upsilon$ ) e bósons ( $W^+$  e  $Z^0$ ) no LHC.

LHCb				
	$\sigma_{DPS}$ (pb)	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV	$\sqrt{s} = 13$ TeV
DPS	$J/\psi W^+$	15,6295	20,8005	53,7967
DPS	$J/\psi Z^0$	6,3241	8,6301	24,3459
DPS	$\Upsilon W^+$	0,2121	0,2990	0,9348
DPS	$\Upsilon Z^0$	0,0858	0,1241	0,4231

Tabela 4.12 - Seções de choque para a produção mista entre quarkonium ( $J/\psi$  e  $\Upsilon$ ) e bósons ( $W^+$  e  $Z^0$ ) no LHCb.

## 4.5 Conclusões

Neste capítulo apresentamos nossos resultados para a produção de diversos estados finais distintos através dos processos de duplo espalhamento partônico no LHC. Nosso objetivo foi, através de uma abordagem fenomenológica simplificada, estimar a magnitude da contribuição DPS e, sempre que possível, comparar com as previsões SPS para o mesmo estado final. Nosso estudo visou mapear as distintas possibilidades de forma tal a definir o conjunto de observáveis que devem ser analisados em maior detalhe em uma análise posterior, considerando, por exemplo, a simulação dos eventos usando geradores Monte Carlo e/ou levando em consideração correções além da ordem dominante. Nossos resultados demonstraram que processos DPS que envolvam glúons no estado inicial são enaltecidos e devem ser analisados em maior detalhe. Em particular, salientamos que os resultados para a produção associada de quarkonium e bósons de calibre obtidos nesta dissertação são originais e não foram apresentados anteriormente na literatura.

## 5 Conclusões

O objetivo desta dissertação foi estudar as implicações fenomenológicas dos processos de duplo espalhamento partônico no Grande Colisor de Hadrões, considerando diferentes estados finais. Distintamente do regime cinemático explorado por aceleradores no passado, tem-se que no LHC a probabilidade da ocorrência de duas interações partônicas em uma mesma colisão é desprezível e deve ser considerada. Tal característica deve-se ao crescimento com a energia da luminosidade de pártons no estado inicial da colisão. Embora resultados experimentais recentes indiquem a presença dos processos DPS no LHC, o seu tratamento teórico ainda é uma questão em aberto. Consequentemente, torna-se fundamental o estudo mais detalhado de diferentes estados finais em que estes processos contribuam para compreendermos o tratamento dos processos de duplo espalhamento partônico. Nesta dissertação consideramos uma abordagem simplificada na qual a seção de choque DPS pode ser expressa em termos do produto de seções de choque SPS, a qual tem descrito com sucesso os dados atuais.

Nosso estudo objetivou mapear as diferentes alternativas de estado final e determinar quais combinações eram relevantes na região cinemática provada pelo LHC. Neste estudo exploratório, ficou claro que os processos DPS que envolvem glúons no estado inicial são ideais para uma análise mais detalhada da descrição dos processos de espalhamento duplo. Em particular, apresentamos pela primeira vez os resultados para a produção associada de um quarkonium e um bóson de calibre.

Nossos resultados motivam a inclusão de correções além da ordem dominante no tratamento dos processos DPS com glúons no estado inicial, o cálculo das correspondentes distribuições de rapidez, momentum, etc..., assim como a sua análise considerando a simulação dos eventos usando geradores Monte Carlo. Tais aspectos serão objeto de futuros estudos que pretendemos desenvolver durante o doutoramento.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] THOMSON, M. **Modern particle physics**. New York: Cambridge University Press, 2013. 21, 23, 24, 26, 43, 44
- [2] GRIFFITHS, D. Introduction to Elementary Particles, 1987. **John Wiley & Sons Inc**, Germany. 21, 23, 24, 26, 30, 36
- [3] DEVENISH, R.; COOPER-SARKAR, A. **Deep Inelastic Scattering**. New York: Oxford University Press, 2004. Disponível em: <<http://isbnplus.org/9780198506713>>. ISBN 9780198506713. 13, 21, 32, 36, 37, 40, 41
- [4] CAZAROTO, E. R. **Espalhamento Inelástico Profundo em Colisões Életron-Íon**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2009. 21
- [5] GREINER, W.; BROMLEY, D.; SCHRAMM, S.; STEIN, E. **Quantum Chromodynamics**. New York: Springer Science & Business Media, 2007. 21
- [6] STIRLING, W.; WHALLEY, M. A compilation of Drell-Yan cross sections. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, IOP Publishing, v. 19, n. D, p. D1, 1993. 21, 43, 44
- [7] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. **QCD and collider physics**. New York: Cambridge university press, 2003. 21, 22, 41, 48
- [8] VOGT, R. **Ultrarelativistic heavy-ion collisions**. United Kingdom: Elsevier, 2007. 13, 21, 41, 49, 50, 51, 54
- [9] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. Factorization of hard processes in QCD. **Perturbative quantum chromodynamics**, World Scientific, Singapore, p. 1, 1989. 21, 40, 41
- [10] FORTE, S. Parton distributions at the dawn of the LHC. **Acta Phys. Polon.**, B41, p. 2859–2920, 2010. 21, 22, 38
- [11] MARTIN, A. D. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. **Acta Phys. Polon.**, B39, p. 2025–2062, 2008. 13, 21, 22, 27, 37, 39
- [12] DOKSHITZER, Y. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. **Zh. Eksp. Teor. Fiz**, v. 73, p. 1216, 1977. 22

- [13] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep Inelastic Scatterig  $e^-p$  in a Perturbation Theory. **Sov. Journ. Nucl. Phys.**, v. 15, p. 438, 1972. 22
- [14] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 126, n. 2, p. 298–318, 1977. 22
- [15] PUMPLIN, J.; STUMP, D. R.; HUSTON, J.; LAI, H.-L.; NADOLSKY, P.; TUNG, W.-K. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. **Journal of High Energy Physics**, IOP Publishing, v. 2002, n. 07, p. 012, 2002. 22, 39
- [16] GAUNT, J. R.; KOM, C.-H.; KULESZA, A.; STIRLING, W. J. Same-sign  $W$  pair production as a probe of double-parton scattering at the LHC. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 69, n. 1-2, p. 53–65, 2010. 15, 22, 63, 78, 80
- [17] KULESZA, A.; STIRLING, W. J. Like-sign  $W$  boson production at the LHC as a probe of double parton scattering. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 475, n. 1, p. 168–175, 2000. 22, 63, 78
- [18] HALZEN, F.; HOYER, P.; STIRLING, W. Evidence for multiple parton interactions from the observation of multi-muon events in Drell-Yan experiments. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 188, n. 3, p. 375–378, 1987. 22, 59, 77
- [19] SCHÄFER, W.; SZCZUREK, A. Production of two  $c\bar{c}$  pairs in gluon-gluon scattering in high energy proton-proton collisions. **Physical Review D**, APS, v. 85, n. 9, p. 094029, 2012. 15, 22, 80, 81, 82
- [20] KOM, C.; KULESZA, A.; STIRLING, W. Pair production of  $J/\psi$  as a probe of double parton scattering at LHCb. **Physical Review Letters**, APS, v. 107, n. 8, p. 082002, 2011. 15, 22, 85, 87
- [21] DIEHL, M. Multiple Hard Scattering and Parton Correlations in the Proton. **International Journal of Modern Physics Conference Series**, v. 37, p. 60043, fev. 2015. 22, 59, 60
- [22] DIEHL, M.; OSTERMEIER, D.; SCHÄFER, A. Elements of a theory for multiparton interactions in QCD. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2012, n. 3, p. 1–145, 2012. 22, 59, 60
- [23] GAUNT, J. R.; STIRLING, W. J. Double parton distributions incorporating perturbative QCD evolution and momentum and quark number sum rules. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2010, n. 3, p. 1–40, 2010. 22, 61

- [24] MANOHAR, A. V.; WAALEWIJN, W. J. QCD analysis of double parton scattering: Spin and color correlations, interference effects, and evolution. **Physical Review D**, APS, v. 85, n. 11, p. 114009, 2012. 22, 59, 61
- [25] ÅKESSON, T.; ALBROW, M.; ALMEHED, S.; BENARY, O.; BØGGILD, H.; BOTNER, O.; BREUKER, H.; CARTER, A.; CARTER, J.; CHOI, Y. et al. Double parton scattering in collisions  $pp$  at  $\sqrt{s} = 63\text{GeV}$ . **Zeitschrift für Physik C Particles and Fields**, Springer, v. 34, n. 2, p. 163–174, 1987. 22, 59
- [26] LEWANDOWSKA, E. **Processes with a hard scale at the LHC as a signature of partonic structure of the proton**. Tese (Doutorado) — Polish Academy of Sciences, 2014. 14, 22, 59, 60, 61, 62, 63
- [27] KASEMETS, T. **Double parton scattering. A tale of two partons**. Tese (Doutorado) — Hamburg Univ. (Germany), 2013. 22, 61
- [28] GAUNT, J. **Double parton scattering in proton-proton collisions**. Tese (Doutorado) — University of Cambridge, 2012. 22, 59, 60, 61
- [29] K.A. Olive et al. **Particle Data Group**. Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014) and 2015 update. Cut-off date for this update was January 15, 2015. Disponível em: [http://pdg.lbl.gov/2015/tables/contents\\_tables.html](http://pdg.lbl.gov/2015/tables/contents_tables.html). 17, 24, 49, 56
- [30] SALAM, G. P. Elements of QCD for hadron colliders. **arXiv preprint arXiv:1011.5131**, 2010. 13, 27, 28, 34
- [31] BJORKEN, J. D. Asymptotic sum rules at infinite momentum. **Physical Review**, APS, v. 179, n. 5, p. 1547, 1969. 32
- [32] KÖPP, F. **Função de Distribuição Partônica - Cteq10 [Exemplos, Grids e subrotinas]**. 2016. Disponível em: <https://physicsfurg.wordpress.com/2014/11/13/funcao-de-distribuicao-partonica-cteq10-exemplos-grid-e-routinas/>. 13, 40
- [33] BOLZONI, P. Threshold resummation of Drell-Yan rapidity distributions. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 643, n. 6, p. 325–330, 2006. 43
- [34] GREINER, W.; REINHARDT, J. **Quantum electrodynamics**. New York: Springer Science & Business Media, 2012. 44
- [35] BAIER, R.; RÜCKL, R. Hadronic collisions: a quarkonium factory. **Zeitschrift für Physik C Particles and Fields**, Springer, v. 19, n. 3, p. 251–266, 1983. 50

- [36] BERGER, E. L.; JONES, D. Inelastic photoproduction of  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  by gluons. **Physical Review D**, APS, v. 23, n. 7, p. 1521, 1981. 50
- [37] CHO, P.; LEIBOVICH, A. K. Color-octet quarkonia production. **Physical Review D**, APS, v. 53, n. 1, p. 150, 1996. 50
- [38] BODWIN, G. T.; BRAATEN, E.; LEPAGE, G. P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. **Physical Review D**, APS, v. 51, n. 3, p. 1125, 1995. 50, 51
- [39] KRÄMER, M. Quarkonium production at high-energy colliders. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, Elsevier, v. 47, n. 1, p. 141–201, 2001. 13, 50, 52, 53, 55
- [40] MACKEDANZ, L. F. **Supressao de  $J/\Psi$  em Processos Próton-Núcleo e Núcleo-Núcleo Devido aos Efeitos de Alta Densidade**. Tese (Doutorado) — UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL, 2003. 50
- [41] AMUNDSON, J.; EBOLI, O. J.; GREGORES, E.; HALZEN, F. Quantitative tests of color evaporation: Charmonium production. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 390, n. 1, p. 323–328, 1997. 14, 50, 54, 56, 57
- [42] CAMPBELL, J.; MALTONI, F.; TRAMONTANO, F. QCD corrections to  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  production at hadron colliders. **Physical Review Letters**, APS, v. 98, n. 25, p. 252002, 2007. 51
- [43] KRÄMER, M. Color-singlet and color-octet contributions to  $J/\Psi$  photoproduction. **Nuclear Physics B-Proceedings Supplements**, Elsevier, v. 51, n. 3, p. 195–200, 1996. 13, 53
- [44] ABE, F.; AKIMOTO, H.; AKOPIAN, A.; ALBROW, M.; AMENDOLIA, S.; AMIDEI, D.; ANTOS, J.; AOTA, S.; APOLLINARI, G.; ASAKAWA, T. et al.  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Physical Review Letters**, APS, v. 79, n. 4, p. 572, 1997. 52
- [45] EBOLI, O. J.; GREGORES, E.; HALZEN, F. Forward  $J/\psi$  production at the Fermilab Tevatron. **Physical Review D**, APS, v. 60, n. 11, p. 117501, 1999. 52, 56
- [46] GUNION, J.; VOGT, R. Determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Upsilon suppression at the LHC. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 492, n. 1, p. 301–337, 1997. 56

- [47] FABBRO, A. D.; TRELEANI, D. Double parton scattering background to Higgs boson production at the CERN LHC. **Physical Review D**, APS, v. 61, n. 7, p. 077502, 2000. 59
- [48] SEYMOUR, M. H.; SIODMOK, A. Constraining MPI models using  $\sigma_{eff}$  and recent Tevatron and LHC underlying event data. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2013, n. 10, p. 1–17, 2013. 59
- [49] DIEHL, M.; OSTERMEIER, D.; SCHÄFER, A. Theoretical considerations on the double Drell-Yan process as a prototype for multiparton interactions. **MPI@ LHC 2011**, p. 235. 59, 60
- [50] MANOHAR, A. V.; WAALEWIJN, W. J. What is double parton scattering? **Physics Letters B**, Elsevier, v. 713, n. 3, p. 196–201, 2012. 60
- [51] SEYMOUR, M. H.; SIODMOK, A. Constraining MPI models using  $\sigma_{eff}$  and recent Tevatron and LHC Underlying Event data. **Journal of High Energy Physics**, v. 10, p. 113, 2013. 14, 61
- [52] ABE, F.; AKIMOTO, H.; AKOPIAN, A.; ALBROW, M.; AMENDOLIA, S.; AMIDEI, D.; ANTOS, J.; AOTA, S.; APOLLINARI, G.; ASAKAWA, T. et al. Double parton scattering in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. **Physical Review D**, APS, v. 56, n. 7, p. 3811, 1997. 61
- [53] ABAZOV, V.; ABBOTT, B.; ABOLINS, M.; ACHARYA, B.; ADAMS, M.; ADAMS, T.; AGUILO, E.; ALEXEEV, G.; ALKHAZOV, G.; ALTON, A. et al. Double parton interactions in  $\gamma + 3\text{jet}$  events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$ . **Physical Review D**, APS, v. 81, n. 5, p. 052012, 2010. 61
- [54] KHACHATRYAN, V.; SIRUNYAN, A.; TUMASYAN, A.; ADAM, W.; BERGAUER, T.; DRAGICEVIC, M.; ERÖ, J.; FRIEDL, M.; FRÜHWIRTH, R.; GHETE, V. et al. Measurements of differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 75, n. 4, p. 1–27, 2015. 63
- [55] CAZAROTO, E.; GONCALVES, V.; NAVARRA, F. Heavy quark production and gluon saturation in double parton scattering at the LHC. **Physical Review D**, APS, v. 88, n. 3, p. 034005, 2013. 63, 80, 85
- [56] GAUNT, J. R.; MACIULA, R.; SZCZUREK, A. Conventional versus single-ladder-splitting contributions to double parton scattering production of two quarkonia, two Higgs bosons, and  $c\bar{c}c\bar{c}$ . **Physical Review D**, APS, v. 90, n. 5, p. 054017, 2014. 14, 63, 64



- [57] CHATRCHYAN, S.; KHACHATRYAN, V.; SIRUNYAN, A. M.; TUMASYAN, A.; ADAM, W.; BERGAUER, T.; DRAGICEVIC, M.; EROE, J.; FABJAN, C.; FRIEDL, M. et al. Study of double parton scattering using  $W + 2$ -jet events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ . **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2014, n. 3, p. 1–45, 2014. 64
- [58] AAD, G. et al. Measurement of hard double-parton interactions in  $W(\leftarrow l\nu) + 2$  jet events at  $\sqrt{s}=7$  TeV with the ATLAS detector. **New Journal of Physics**, v. 15, p. 033038, 2013. 64
- [59] AAIJ, R. et al. Observation of double charm production involving open charm in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. **Journal of High Energy Physics**, v. 06, p. 141, 2012. [Addendum: JHEP03,108(2014)]. 14, 64, 65
- [60] KO, P.; LEE, J.; YU, C. Inclusive double-quarkonium production at the Large Hadron Collider. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2011, n. 1, p. 1–27, 2011. 87
- [61] HE, Z.-G.; LI, R.; WANG, J.-X. QED contribution to the production of  $J/\psi + c\bar{c} + X$  at the Tevatron and LHC. **Physical Review D**, APS, v. 79, n. 9, p. 094003, 2009. 90
- [62] BEREZHNOY, A. V.; LIKHODED, A. K.; LUCHINSKY, A. V.; NOVOSELOV, A. A. Associated production of  $J/\psi$ -mesons and open charm and double open charm production at the LHC. **Phys. Rev.**, D86, p. 034017, 2012. 90